

Tartu Ülikool
Eksperimentaalfüüsika ja tehnoloogia instituut

POLARISATSIOON

Laineoptika praktikumitööde juhendid

Täiendatud ja parandatud väljaanne

Koostanud H. Korge, M. Laan ja P. Paris

Tartu 2016

SAATEKS

Käesolevasse juhendite kogumikku on koondatud polarisatsioonialased optika praktikumi tööd füüsikaosakonna üliõpilastele. Vajaduse korral on juhendid kasutatavad ka teiste osakondade üliõpilaste praktikumides, kui tööülesandeid vähendada või lihtsustada.

Peatükis 1 on esitatud see osa teoriast, mis on vajalik kõikide praktiliste tööde tegemiseks. Teiste peatükkide alguses on lisatud praktiliste tööde tegemiseks vajalik konkreetsem teooria.

Kõikide tööde korral tuleb hinnata lõpptulemuse määramatus ja leida meetoodika, mis võimaldaks minimiseerida süstemaatiliste hälvete mõju. Optika praktikumis on subjektiivsetest momentidest tingitud juhuslikel hälvetel palju suurem osatähtsus, kui mehaanika- või elektripraktikumis: kujutise teravustamisel, vaatevälja osade ühesuguse heleduse fikseerimisel, polaroidide ristseisu määramisel minimaalse intensiivsuse järgi jpt sarnastes protseduurides on määrav subjektiivne hinnang. Sellest asjaolust johtub nõue, et optika praktikumis tuleb kõiki mõõtmisi teha korduvalt. Kindlat korduvmõõtmiste arvu on üldjuhul võimatu välja pakkuda, kuid reeglina korduvmõõtmiste arv peaks olema seda suurem, mida täpsemaid näituseid mõõteriist võimaldab. Praktikumides piisab enamikul juhtudel 3 – 5 – 10 mõõtmisest.

Märgatud vigadest või ebatäpsustest teatage kas P. Parisele või M. Laanele.

SISUKORD

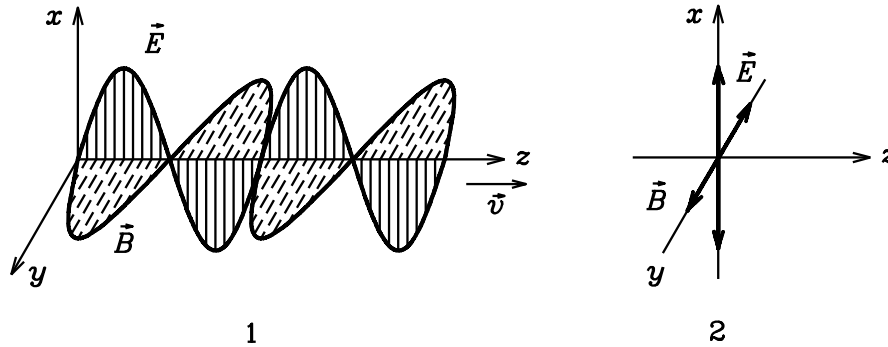
Saateks	2
SISUKORD	3
1. POLARISEERITUD VALGUSE LIIGID	5
1.1. Lineaarselt polariseeritud valgus	5
1.2. Elliptiliselt polariseeritud valgus	5
1.3. Loomulik valgus	8
1.4. Polariseeritud valguse saamine ja analüüs	9
1.4.1. Polaroidid	9
1.4.2. Faasinihkeplaadid	10
1.4.3. Polariseeritud valguse analüüs.....	11
2. VALGUSE PEEGELDUMINE DIELEKTRIKU PINNALT	13
2.1. Teoreetiline ülevaade	13
2.1.1. Fresneli valemite tuletamine	13
2.1.2. Fresneli valemite analüüs juhul, kui $N_{21} > 1$	15
2.1.3. Fresneli valemite analüüs juhul, kui $N_{21} < 1$	18
2.2. PRAKTILINE TÖÖ: Optiliselt tihedamalt keskkonnalt ($N_{21} > 1$) toimuva valguse peegeldumise uurimine	21
2.2.1. Tööülesanne	21
2.2.2. Töövahendid	21
2.2.3. Vajalikud eelteadmised	21
2.2.4. Katseseadme kirjeldus	21
2.2.5. Seadme justeerimine ja Brewsteri nurga määramine	22
2.2.6. Peegeldumiskoeffitsiendi sõltuvus langemisnurgast	23
2.2.7. Peegelduva valguse asimuudi määramine	23
2.2.8. Lisa	23
2.2.9. Küsimused	24
2.3. PRAKTILINE TÖÖ: Valguse polarisatsiooni uurimine täielikul peegeldumisel ($N_{21} < 1$)	25
2.3.1. Tööülesanne	25
2.3.2. Töövahendid	25
2.3.3. Vajalikud eelteadmised	25
2.3.4. Katseskeemi kirjeldus	25
2.3.5. Ettevalmistused mõõtmiseks	26
2.3.6. Lineaarselt polariseeritud valguse uurimine	26
2.3.7. Veerandlaineplaadis levivate lainete polarisatsioonitasandite orientatsioonide määramine	27
2.3.8. Ringpolariseeritud valguse uurimine	27
2.3.9. Elliptiliselt polariseeritud valguse uurimine	27
2.3.10. Küsimused	28
3. VALGUSE LEVIK ANISOTROOPSES KESKKONNAS	29
3.1. Üldised seaduspärasused	29
3.1.1. Anisotroopse keskkonna mudel	29
3.1.2. Valguse murdumine anisotroopsesse keskkonda	30

3.2. PRAKTILINE TÖÖ: Islandi paost prisma uurimine	33
3.2.1. Töö eesmärk	33
3.2.2. Töövahendid	33
3.2.3. Vajalikud eelteadmised	33
3.2.4. Prisma	33
3.2.5. Katseseade goniomeetriga	33
3.2.6. Murdumisnäitajate määramine	34
3.2.7. Polariseerimisprisma	35
3.2.8. Polariseeritud valguse interferents	36
3.2.9. Polariseeritud valguse interferentspildi uurimine	37
3.2.10. Küsimused	38
3.3. PRAKTILINE TÖÖ: Polariseeritud valguse saamine ja uurimine	39
3.3.1. Töö eesmärk	39
3.3.2. Töövahendid	39
3.3.3. Vajalikud eelteadmised	39
3.3.4. Katseseadme kirjeldus	39
3.3.5. Lineaarselt polariseeritud valguse uurimine	40
3.3.6. Ringpolariseeritud valguse saamine	40
3.3.7. Elliptiliselt polariseeritud valguse saamine ja uurimine	41
3.3.8. Küsimused	42

1. POLARISEERITUD VALGUSE LIIGID

1.1. Lineaarselt polariseeritud valgus

Valgus on elektromagnetiline laine. Tema lainevõrrand on Maxwelli võrrandite lahendiks ja üheks erilahendiks on z -telje positiivses suunas leviv monokromaatiline tasalaine, kus elektrivälja muutub xz -tasandis ja magnetväli – yz -tasandis (joonis 1).



Joonis 1. 1 – lineaarselt polariseeritud laine levik ruumis; 2 – lineaarselt polariseeritud laine projektsioon tasandile $z = \text{const}$.

Analüütiliselt võib sellist lainet esitada võrranditega

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \sin(\omega t - kz) \\ \vec{B} &= \vec{B}_0 \sin(\omega t - kz) \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

kus ω on ringsagedus, $k = 2\pi / \lambda$ – lainearv ja $\vec{E} \perp \vec{B}$. Mingis fikseeritud, laine levikusuunaga risti olevas tasandis $z = \text{const}$, on elektrivälja tugevus \vec{E} (nagu ka magnetiline induktsioon \vec{B}) sõltuv ainult ajast ja perioodi jooksul jätab ta sellele tasandile jälje sirglõiguna, mille pikkus on $2E_0$ (vastavalt $2B_0$). Seetõttu nimetatakse seda lainetüüpi lineaarselt polariseerituks (joonis 1.2). Tasandit, mis on määratud vektoriga \vec{E} ja valguse levikusuunaga, nimetatakse polarisatsioonitasandiks (antud juhul tasand xz).

1.2. Elliptiliselt polariseeritud valgus

Üldjuhul ei tarvitse \vec{E} muutuda mingi koordinaattelje sihis. \vec{E} suvalise orientatsiooni korral võib teda lahutada kaheks ristkomponendiks E_x ja E_y . Mistahes E_x ja E_y lineaarne kombinatsioon on samuti Maxwelli võrrandi lahendiks. Vaatleme juhtu, kui E_x ja E_y vahel on konstantne (ajas muutumatu) faasinihe δ :

$$E_x = E_{0x} \sin \omega t, \quad E_y = E_{0y} \sin(\omega t - \delta), \quad (2)$$

s.t et x -komponent on y -komponendist δ võrra faasis ees. Sel juhul muutub tasandis $z = \text{const}$ perioodi jooksul peale \vec{E} pikkuse ka tema suund. Vektori \vec{E} otspunkti trajektoori leidmiseks tasandis $z = \text{const}$ tuleb võrranditest (2) elimineerida ωt . Süsteemi (2) teise võrrandi võib esitada kujul:

$$E_y / E_{0y} = \sin \omega t \cdot \cos \delta - \cos \omega t \cdot \sin \delta.$$

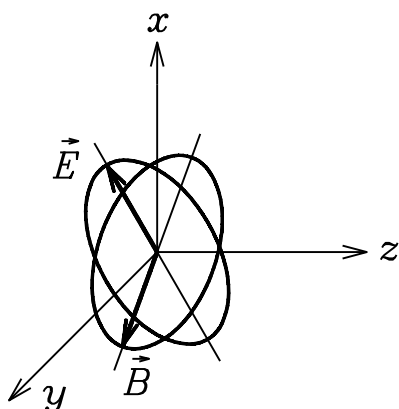
Paigutades sellesse süsteemi (2) esimesest võrrandist saadud $\sin \omega t$ ja $\cos \omega t$ avaldised, saame:

$$E_y / E_{0y} = (E_x / E_{0x}) \cos \delta - \sqrt{1 - (E_x / E_{0x})^2} \cdot \sin \delta.$$

Algebraaliste teisenduste tulemusena saame võrrandi

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 - 2 \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (3)$$

seega on vektori \vec{E} otspunkti trajektooriks teist järku kõver.



Joonis 2. Vektorite \vec{E} ja \vec{B} otspunktide liikumine tasandil $z = \text{const}$ elliptilise polarisatsiooni korral.

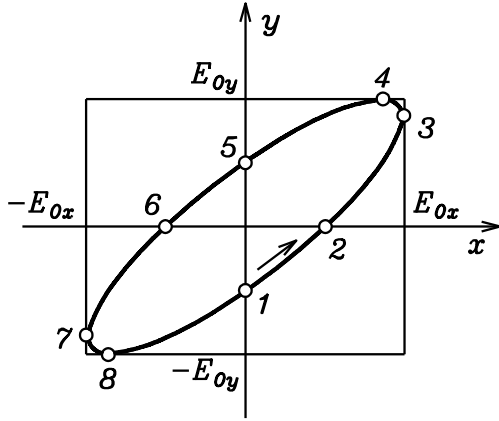
Kuna E_x ja E_y muutumiskiirgus on piiratud, on tegemist ellipsiga ja võrrandid (2) kirjeldavad elliptiliselt polariseeritud valgust. Ka \vec{B} otspunkti trajektooriks on ellips, kusjuures mistahes ajahetkel $\vec{E} \perp \vec{B}$ (joonis 2). Kuna elektromagnetlaine korral \vec{E} ja \vec{B} on üheselt seotud ($\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0} E = B$ ja $\vec{E} \perp \vec{B}$, ϵ ja μ – dielektriline ja magnetiline läbitavus, ϵ_0 , μ_0 – elektriline ja magnetiline konstant), siis võib edaspidi piirduda vaid ühe vektori vaatlemisega¹.

Elliptiliselt polariseeritud valguse detailsemaks uurimiseks koostame tabeli, lähtudes võrranditest (2).

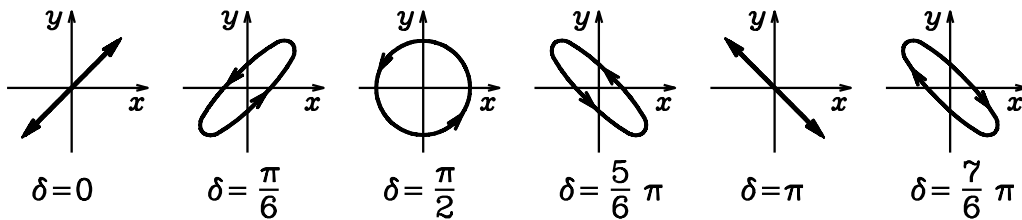
Ajahetk	1	2	3	4	5	6	7	8
ωt	0	δ	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{\pi}{2} + \delta$	π	$\pi + \delta$	$\frac{3}{2}\pi$	$\frac{3}{2}\pi + \delta$
$\frac{E_x}{E_{0x}} = \sin \omega t$	0	$\sin \delta$	1	$\cos \delta$	0	$-\sin \delta$	-1	$-\cos \delta$
$\frac{E_y}{E_{0y}} = \sin(\omega t - \delta)$	$-\sin \delta$	0	$\cos \delta$	1	$\sin \delta$	0	$-\cos \delta$	-1

¹ Edaspidi eelistame vektorit \vec{E} , kuna elektromagnetlaine mõju ainele on määratud elektriväljaga.

Vektori \vec{E} otspunkti trajektoori graafiliseks esitamiseks tasandis $z = \text{const}$ joonistame ristküliku, mille külgede pikkused on võrdelised amplituudidega E_{0x} ja E_{0y} ning kanname joonisele tabeli alusel erinevatele ajahetkedele vastavad punktid (joonis 3). Nagu näha joonistab vektori \vec{E} otspunkt perioodi $T = 2\pi / \omega$ jooksul ellipsi.



Joonis 3. Vektori \vec{E} otspunkti trajektoor tasandis $z = \text{const}$; $\delta = \pi / 6$. Nool näitab \vec{E} liikumise suunda. Valgus levib meie suunas.



Joonis 4. Elliptiliselt polariseeritud valguse näited: $E_{0x} = E_{0y}$.

Muutes faasinihet δ , muutub ellipsi pooltelgede orientatsioon ja nende suhe (joonis 4). Kui $\delta < \pi$, toimub \vec{E} liikumine vastu kellaosuti liikumissuunda, $\delta > \pi$ korral aga liigub \vec{E} kellaosuti liikumissuunas. Kui $\delta = 0$, omandab võrrand (3) kuju

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} = 0 \quad \text{ehk} \quad \left(\frac{E_x}{E_{0x}} - \frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 = 0,$$

s.t, et vektori \vec{E} otspunkti trajektooriks on sirge $E_y = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x$, valgus on lineaarselt polariseeritud. Seega on lineaarne polarisatsioon elliptilise polarisatsiooni erijuht.

Üldjuhul, kui $\delta = m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) on valgus lineaarselt polariseeritud. Kui m on null või paarisarv, muutub \vec{E} veerandites I ja III; kui m on paaritu, toimub võnkumine II ja IV veerandis.

Kui faasinihe $\delta = \pi / 2$, omandab võrrand (3) kuju

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 = 1,$$

s.t on tegemist ellipsiga, mille teljed ühtivad koordinaattelgedega. Kui lisaks ka x ja y komponendid on võrdsed ($E_{0x} = E_{0y} = E_0$), siis

$$E_x^2 + E_y^2 = E_0^2,$$

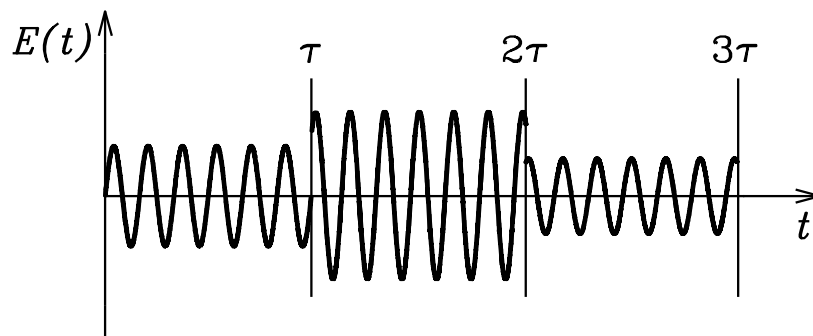
ja vektori \vec{E} otspunkt liigub tasandis $z = \text{const}$ mööda ringjoont: valgus on ringpolariseeritud. Rõhutame, et ringpolariseeritud valguse saamiseks peab olema täidetud kaks tingimust:

$$\delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\pi; \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad \text{and} \quad E_{0x} = E_{0y}.$$

Kokkuvõtteks: alati, kui faasinihe δ kahe ristkomponendi vahel on ajas konstantne, on tegemist polariseeritud valgusega. Kõige üldisem polarisatsiooniliik on elliptiline polarisatsioon. Lineaarne ja ringpolarisatsioon on elliptilise polarisatsiooni erijuhud.

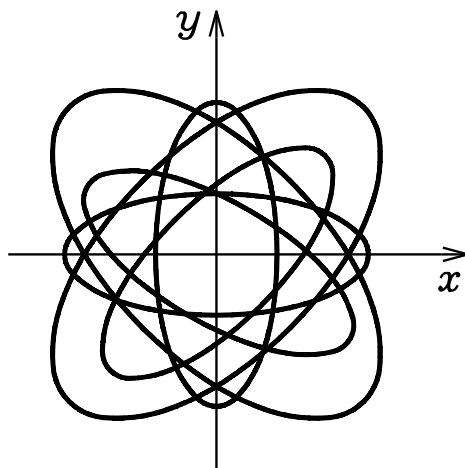
1.3. Loomulik valgus

Reaalsed valgusallikad kiirgavad valgust üksteisele järgnevate jadadena, mis omavad lõplikku pikkust. Tavaliste valgusallikate korral ei ületa jada kestus 10^{-8} s.



Joonis 5. Valguse x -komponendi sõltuvus ajast. Jada kestuse τ jooksul on E_x ja E_y vahel konstantne faasinihe δ .

Iga jada kestel on valgus elliptiliselt polariseeritud, kuid mistahes kahe järgneva jada ellipsi parameetrite (pooltelgede pikkus ja suhe, nende orientatsioon) vahel puudub korrelatsioon (joonis 6).



Joonis 6. Erinevatele jadadele vastavad ellipsid. Ellipsite keskmistamisel üle pikema ajaintervalli saame "polariseerimata" valguse.

Valguse vastuvõtjad, mille kosteaeg ületab oluliselt jada kestust, registreerivad keskmistatud signaali ja seega selliste detektorite abil pole võimalik registreerida võnkumiste eelissuundi: loomulik valgus on “polariseerimata”. Loomulikule valgusele vastava vektori \vec{E} võib samuti lahutada kaheks ristkomponendiks, nende amplituudid on võrdsed ning nendevaheline faasinihe δ on ajas juhuslikult muutuv suurus.

1.4. Polariseeritud valguse saamine ja analüüs

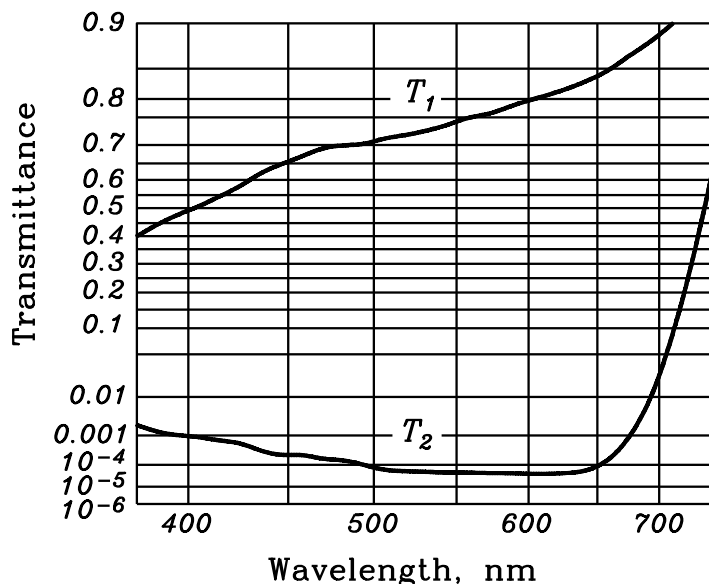
Polarisaatoriks nimetatakse optilist seadet, mis muudab loomuliku valguse polariseerituks. Vastavalt tekitatud polarisatsiooni liigile nimetatakse polarisaatoreid lineaarseteks, elliptilisteks või ringpolarisaatoreiks.

Analüsaator on seade, mille abil saab kindlaks teha, millisel viisil on talle langev valgus polariseeritud. Mistahes polarisaatorit saab kasutada ka analüsaatorina.

Valguse polarisatsiooniseisund muutub peegeldumisel, murdumisel, kaksikmurdumisel ja hajumisel. Kõiki neid nähtusi saab kasutada polariseeritud valguse saamiseks ja analüüsiks.

1.4.1. Polaroidid

Tänapäeval on optilise diapasooni nähtavas osas enim kasutatavateks lineaarseteks polarisaatoriteks polaroidid. Polaroidi töö baseerub selektiivsel neeldumisel (dikroismil²): langeva valguse kahest ristkomponendist üks neeldub ja seega väljub polaroidist lineaarselt polariseeritud valgus. Sihti, mis ühtib polaroidist väljuva valguse polarisatsioonitasandiga, nimetatakse polaroidi läbilaskesihiks. Polaroidi iseloomustatakse läbilaskvusega, s.o läbinud valguse kiiritustihedusega langeva valguse kiiritustihedusesse. Ideaalse polaroidi korral on tema läbilaskesihiline läbilaskvus $T_1 = 1$ ja ristisihiline läbilaskvus $T_2 = 0$. Reaalse polaroidi korral erinevad T_1 ja T_2 nendest ekstreemsetest väärtustest ja nad sõltuvad lainepikkusest (joonis 7).

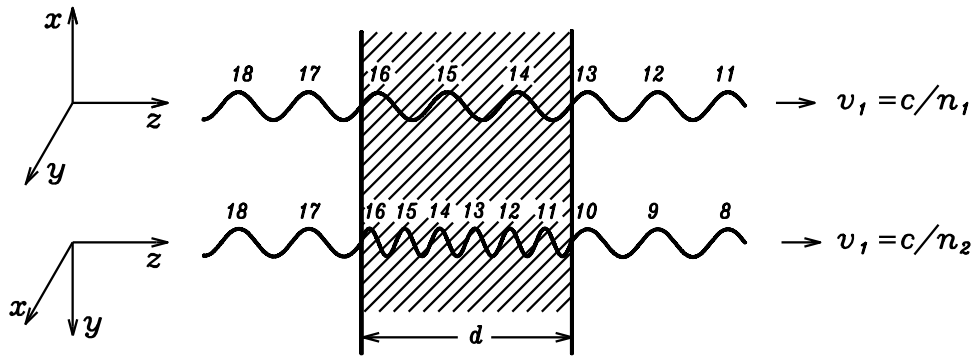


Joonis 7. Reaalse polaroidi (KN-36, USA) läbilaskvuste sõltuvus lainepikkusest.

² Dikroism on kaksikmurdumise erijuht, vt osa 3.1.

1.4.2. Faasinihkeplaadid

Faasinihkeplaat (edaspidi: faasiplaat) on optiline element, mis lahutab langeva valguse kaheks risttasandites lineaarselt polariseeritud komponendiks, tekitab nende vahel faasivahe ja seejärel ühendab nad. Faasiplaatide töö baseerub kas kaksikmurdumisel (vt osa 3.1) või peegeldumisel. Kaksikmurdumisel töötava faasiplaadi töö põhimõtet selgitame joonise 8 abil.



Joonis 8. Faasivahe tekkimine kahe risttasandites lineaarselt polariseeritud laine vahel. Numbrid osutavad valguslaine emiteerimisajale valgusallikast

Niisiis, faasiplaadis lahutub valgus kaheks risttasandites lineaarselt polariseeritud komponendiks. Need lained levivad ühes ja samas suunas, kuid erinevate kiirustega $v_1 = c/n_1$ ja $v_2 = c/n_2$. Seetõttu tekib paksusega d plaadi läbimisel lainete vahel optiline käiguvahe $\Delta = d(n_2 - n_1)$ ja lainete vaheline faasivahe plaadist väljumisel on

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} d(n_2 - n_1),$$

kus λ_0 on lainepikkus vaakumis.

Kuna loomuliku valguse korral on tema ristkomponentide vaheline faasivahe juhuslikult muutuv suurus, siis konstantse faasivahe lisandumine ei muuda loomuliku valguse polarisatsiooni, s.t plaadist väljuv valgus on samuti loomulik.

Kui aga plaadile langeb lineaarselt polariseeritud valgus, võib temast väljuda mistahes viisil polariseeritud valgus.

- Üldjuhul on faasiplaadist väljuv valgus elliptiliselt polariseeritud. Erijuhtudel võib väljuv valgus olla kas lineaarselt polariseeritud või ringpolariseeritud.
- Sõltumata sellest, millises tasandis on langev valgus polariseeritud plaadis levivate lainete polarisatsioonitasandite suhtes, väljub plaadist lineaarselt polariseeritud valgus juhul, kui $\delta = m\pi$, $m = 0, 1, 2, \dots$. Kui m on null või paarisarv, siis polarisatsioonitasandi orientatsioon ei muutu ja kuna täisarvuline 2π kordne faasinihe vastab käiguvahele sama täisarv lainepikkusi, siis on tegemist täislaineplaadiga. Kui m on paaritu arv, siis polarisatsioonitasand pöörduv 90° võrra esialgse suhtes, faasinihe on paarituarvuline π kordne ja tegemist on poollaine plaadiga.
- Kui $\delta = (m + \frac{1}{2})\pi$, siis on meil veerandlaine e $\lambda/4$ -plaat, sest faasivahele $\pi/2$ vastab käiguvahe $\lambda/4$. Juhul, kui nüüd langeva valguse polarisatsioonitasand ühtib plaadis levivate

lainete polarisatsioonitasandite vahelise nurga poolitajaga (sel juhul on plaadis levivate lainete amplituudid võrdsed), siis on plaadist väljuv valgus ringpolariseeritud.

1.4.3. Polariseeritud valguse analüüs

Polaroidi ja $\lambda/4$ -plaadi abil on võimalik eristada erinevalt polariseeritud valgust.

- **Lineaarselt polariseeritud valgus**

Lineaarselt polariseeritud valguse kindlaks tegemiseks piisab polaroidist.

Kui ideaalsele polaroidile langeb lineaarselt polariseeritud valgus, mille elektriväljatugevuse amplituud on E_0 , siis polaroidi läbinud valguse vastav amplituud on $E_0 \cos \phi$, kus ϕ on nurk langeva valguse polarisatsioonitasandi ja polaroidi läbilaskesihhi vahel. Kuna valguse kiiritustihedus $I \sim E^2$, siis avaldub läbinud valguse kiiritustihedus langeva laine kiiritustiheduse I_0 kaudu valemiga

$$I = I_0 \cos^2 \phi. \quad (4)$$

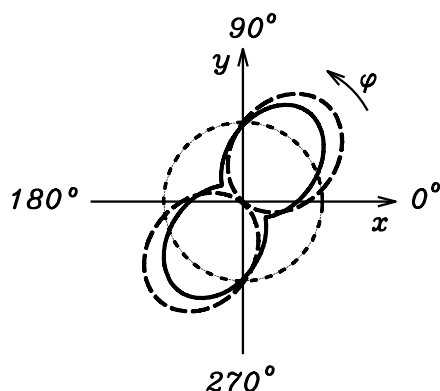
See on Malusi seadus. Joonisel 9 antud tingimustel vastab nurgale $\phi = 0^\circ$ polaarnurk $\varphi_0 = \arctan(E_{0y} / E_{0x}) = 50,2^\circ$.

- **Elliptiliselt polariseeritud valgus**

Ainult polaroidi abil pole võimalik eristada elliptiliselt polariseeritud valgust loomuliku ja lineaarselt polariseeritud valguse segust (osaliselt polariseeritud valgusest), kuid elliptiliselt polariseeritud valgust saab $\lambda/4$ -plaadiga kindla reegli järgi muuta lineaarselt polariseeritud valguseks ja seda siis analüüsida nagu eelmises punktis on kirjeldatud.

Kui polaroidile langeb elliptiliselt polariseeritud valgus, siis läbinud valguse kiiritustihedus on maksimaalne ja minimaalne sihtides, mis vastavad ellipsi pooltelgedele. Neid sihte on võimalik määrata, kui võtta üles kiiritustiheduse sõltuvus polaroidi pöördenurgast $I(\varphi)$.

Teades ellipsi pooltelgede sihte ja arvestades, et elliptiliselt polariseeritud valguse korral on pooltelgedega kokkulangevate komponentide vahel faasinihe $\pm \pi/2$, orienteerime $\lambda/4$ -plaadi valguse teele selliselt, et plaadis levivate lainete polarisatsioonitasandid langeksid kokku ellipsi pooltelgedega. Plaadis lisandub täiendavalt faasivahe $\pm \pi/2$. Seega on läbinud valguse komponentide vaheline faasinihe 0 või $\pm \pi$, s.t plaati läbinud valgus on muutunud lineaarselt polariseerituks ja polaroidi pööramisel saame Malusi seadusele vastava kiiritustiheduse muutuse.



Joonis 9. Polaroidi läbinud valguse kiiritustiheduse muutumine polaroidi pööramisel, kui polaroidile langev valgus on lineaarselt, elliptiliselt või ringpolariseeritud. Polaroidi läbilaskesihht ühtib polaarnurgaga φ .

--- lineaarne polarisatsioon $E_{0x} : E_{0y} = 1 : 1,2$, $\delta = 0$

— elliptiline polarisatsioon $E_{0x} : E_{0y} = 1 : 1,2$,
 $\delta = \pi/4$

·-·-· ringpolarisatsioon $E_{0x} : E_{0y} = 1$, $\delta = \pi/2$.

- **Ringpolariseeritud valgus**

Nii loomuliku kui ka ringpolariseeritud valguse korral polaroidi pööramisel läbinud valguse kiiritustihedus ei muutu ja neid on samuti võimatu eristada ainult polaroidi abil.

Ringpolariseeritud valguse korral on tema mistahes kahe ristkomponendi vahel faasivahe $\pm \pi / 2$. Kui valgus läbib $\lambda / 4$ -plaadi, siis plaadi suvalise orientatsiooni puhul lisandub täiendav faasivahe $\pm \pi / 2$. Seega on plaati läbinud valguse komponentide vaheline faasivahe 0 või $\pm \pi$, s.t valgus on lineaarselt polariseeritud. Sellist valgust on võimalik polaroidiga kustutada. Loomuliku valguse korral jääb plaati läbinud valgus loomulikuks.

2. VALGUSE PEEGELDUMINE DIELEKTRIKU PINNALT

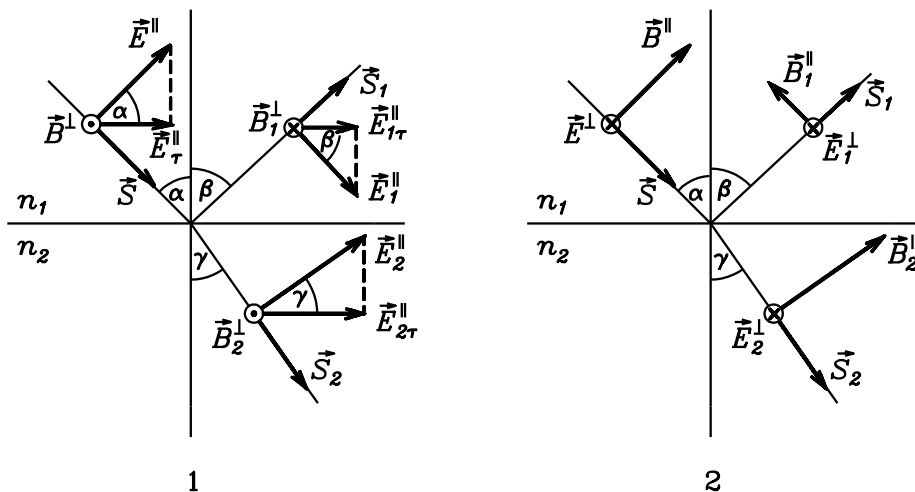
2.1. Teoreetiline ülevaade

2.1.1. Fresneli valemite tuletamine

Kahe isotroopse dielektriku lahutuspinna jaguneb sinna langev valgus kahte ossa: osa valgust peegeldub pinnalt tagasi, osa murdub ja levib teise keskkonda (joonis 10). Kiirteoptikas kehtivad järgmised valguse peegeldumise ja murdumise seadused: peegelduv ja murduv kiir³ asetsevad langemistasandis⁴; peegeldumismurk β on võrdne langemismurgaga α ning langemismurga α ja murdumismurga γ vaheline seos avaldub Snelliuse valemiga:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} = N_{21}, \quad (5)$$

kus n_1 , n_2 on esimese ja teise keskkonna absoluutsed murdumisnäitajad, N_{21} – teise keskkonna murdumisnäitaja esimese suhtes.



Joonis 10. Lineaarselt polariseeritud valguse langemine optiliselt tihedamale keskkonnale ($n_1 < n_2$); **1** – valgus on polariseeritud langemistasandis; **2** – valguse polarisatsioonitasand on risti langemistasandiga. Joonisel on kujutatud vektorite \vec{E} , \vec{B} ja \vec{S} amplituudväärtused; märgid \odot ja \otimes näitavad \vec{E} ja \vec{B} suunda; märgid \parallel ja \perp aga \vec{E} ja \vec{B} orientatsiooni langemistasandi suhtes.

Milline osa lahutuspinna langevast monokromaatilise valgusest peegeldub, milline murdub teise keskkonda, sõltub keskkondadest, langemismurgast α ja langeva valguse polarisatsioonist. Peegeldumise ja murdumise uurimisel on otstarbekas vaadelda valgust lahutatuna kaheks komponendiks nii, et üks komponent oleks polariseeritud langemistasandis (joonis 10.1) ja teine risti langemistasandiga (joonis 10.2).

³ Geomeetriselise optika lähenduses ühtib valguskiir energia levikusuunaga, s.o Poyntingi vektori \vec{S} suunaga.

Isotroopses keskkonnas on Poyntingi vektor \vec{S} ja lainevektor \vec{k} paralleelsed.

⁴ Langemistasand on määratud langeva kiire ja keskkondade lahutuspinna normaaliga kiire langemispunktis.

Elektri ja magnetismi kursusest on teada, et kahe dielektriku lahutuspinnal on suvalisel hetkel mõlemas keskkonnas elektrivälja tugevuse \vec{E} tangentsiaalkomponendid võrdsed, magnetilise induktsiooni \vec{B} tangentsiaalkomponendid aga katkevad. Saab näidata, et sama kehtib ka nende vektorite amplituudide kohta ja seetõttu võime kirjutada:

$$E_{\tau} + E_{1\tau} = E_{2\tau}, \quad \frac{B_{\tau}}{\mu_1} + \frac{B_{1\tau}}{\mu_1} = \frac{B_{2\tau}}{\mu_2}$$

Niisiis, kui langev valgus on polariseeritud langemistasandis (joonis 10.1), saame \vec{E} ja \vec{B} jaoks järgmised seosed:

$$\left. \begin{aligned} E^{\parallel} \cos \alpha + E_1^{\parallel} \cos \beta &= E_2^{\parallel} \cos \gamma \\ \frac{B^{\perp}}{\mu_1} - \frac{B_1^{\perp}}{\mu_1} &= \frac{B_2^{\perp}}{\mu_2} \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

elektrivälja antud orientatsiooni korral on magnetväli risti langemistasandiga ja kõik induktsiooni vektorid on tangentsiaaltasandis, s.t paralleelsed lahutuspinnaga.

Risttasandis polariseeritud valguse korral (joonis 10.2) saame eelmisega analoogiliselt:

$$\left. \begin{aligned} E^{\perp} + E_1^{\perp} &= E_2^{\perp} \\ \frac{B^{\parallel}}{\mu_1} \cos \alpha - \frac{B_1^{\parallel}}{\mu_1} \cos \beta &= \frac{B_2^{\parallel}}{\mu_2} \cos \gamma \end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

Kasutades murdumisest (5), α ja β võrdsust ning elektrivälja ja magnetvälja vahelist seost elektromagnetlaines $\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}E = B$ (dielektrikud on tavaliselt kas dia- või paramagnetikud, seega nende $\mu \cong 1$, mille tõttu $n = \sqrt{\varepsilon}$), saame võrrandite (6) ja (7) lahendamise tulemusena avaldised peegelduva ja murduva laine elektrivälja tugevuse amplituudväärtuste arvutamiseks:

$$E_1^{\parallel} = -\frac{\tan(\alpha - \gamma)}{\tan(\alpha + \gamma)} E^{\parallel} = -\frac{N_{21}^2 \cos \alpha - \sqrt{N_{21}^2 - \sin^2 \alpha}}{N_{21}^2 \cos \alpha + \sqrt{N_{21}^2 - \sin^2 \alpha}} E^{\parallel}, \quad (8)$$

$$E_1^{\perp} = -\frac{\sin(\alpha - \gamma)}{\sin(\alpha + \gamma)} E^{\perp} = \frac{\cos \alpha - \sqrt{N_{21}^2 - \sin^2 \alpha}}{\cos \alpha + \sqrt{N_{21}^2 - \sin^2 \alpha}} E^{\perp}, \quad (9)$$

$$E_2^{\parallel} = \frac{2 \cos \alpha \cdot \sin \gamma}{\sin(\alpha + \gamma) \cdot \cos(\alpha - \gamma)} E^{\parallel} = \frac{2n_{21}^2 \cos \alpha}{N_{21}^2 \cos \alpha + \sqrt{N_{21}^2 - \sin^2 \alpha}} E^{\parallel}, \quad (10)$$

$$E_2^{\perp} = \frac{2 \cos \alpha \cdot \sin \gamma}{\sin(\alpha + \gamma)} E^{\perp} = \frac{2 \cos \alpha}{\cos \alpha + \sqrt{N_{21}^2 - \sin^2 \alpha}} E^{\perp}. \quad (11)$$

Seoseid (8) – (11) nimetatakse Fresneli valemiteks.

Eksperimendis mõõdetavad suurused on võrdelised kiiritustihedusega⁵ I , s.o Poyntingi vektori \vec{S} ajalise keskvaartusega. Peegeldavat pinda iseloomustatakse suhtelise energeetilise peegeldumis-

⁵ Valguse kiiritustihedus on energiahulk, mis ajaühikus langeb valguse levimissuunaga risti oleva pinna pindalaühikule. Kiiritustiheduse mõõtühik on W/m².

koefitsiendiga R ja murdvat keskkonda – läbilaskvuskoefitsiendiga T , mis on defineeritud alljärgnevalt:

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{I_1}{I} = \frac{\overline{(\vec{E} \times \vec{B})}_1}{\overline{(\vec{E} \times \vec{B})}} = \left(\frac{E_1}{E} \right)^2 \\ T &= \frac{I_2}{I} = \frac{\overline{(\vec{E} \times \vec{B})}_2}{\overline{(\vec{E} \times \vec{B})}} \cdot \frac{\cos \gamma}{\cos \alpha} = \frac{n_2}{n_1} \left(\frac{E_2}{E} \right)^2 \cdot \frac{\cos \gamma}{\cos \alpha} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Kasutades valemeid (8) – (11), saame leida $R = f(\alpha)$ ja $T = f(\alpha)$.

Kui valguse neeldumist keskkondades võib lugeda tühiseks, siis vastavalt energia jäävuse seadusele

$$R + T = 1. \quad (13)$$

Kui on teada sõltuvus $R(\alpha)$, siis saab määrata ka $T(\alpha)$.

2.1.2. Fresneli valemite analüüs, kui $N_{21} > 1$

- Kui langemisnurk $\alpha = 0$, siis valemist (8) – (11) järeldub, et:

$$E_1^{\parallel} = E_1^{\perp} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} E^{\parallel, \perp} \quad (14)$$

ja

$$E_2^{\parallel} = E_2^{\perp} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} E^{\parallel, \perp}. \quad (15)$$

Valemist (14) ja (15) järeldub, et kui valgus langeb risti keskkondade lahtuspinnale, ei sõltu peegelduva ja murduva valguslaine elektrivälja tugevuse amplituud sellest, kuidas langev valgus on polariseeritud.

Nii peegelduva kui ka murduva valguslaine väljavektorid \vec{E} and \vec{B} võivad langeva valguse vastavatest vektoritest erineda märgi poolest, mis vastab faasi muutusele π võrra. Seega faasi probleemi lahendamine taandub vastavate vektorite ees olevate märkide määramisele.

Kuna $n_1 < n_2$, siis langeva ja peegelduva laine väljavektorid on vastasmärgilised (vt valem (14), s.t et vastavad lained on vastasfaasis (faasinihe π). Kuna faasinihkele π vastab käiguvahe $\lambda/2$, siis öeldakse, et peegeldumisel optiliselt tihedamalt keskkonnalt toimub poollaine kaotus. Murduva ja langeva laine vektorite amplituudid on samamärgilised (vt valemit (15)), seega on lained faasis.

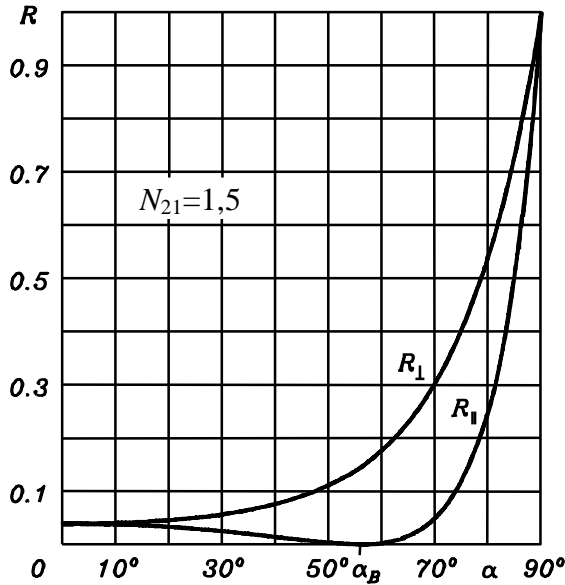
- Kui $\alpha \neq 0$ ($\alpha > \gamma$), siis langemisnurga α suurenemisel muutuvad E_1^{\parallel} ja E_1^{\perp} erinevalt: langemistasandis polariseeritud valguslaine amplituud E_1^{\parallel} väheneb, E_1^{\perp} oma aga suureneb.

Kui $\alpha + \gamma \rightarrow \pi/2$, siis seose (8) nimetaja läheneb lõpmatusele ja $E_1^{\parallel} \rightarrow 0$. Piirjuhul, kui $\alpha + \gamma = \pi/2$, on langemistasandis polariseeritud peegelduva laine amplituud null. Vastavat langemisnurka tähistatakse α_B ja nimetatakse Brewsteri nurgaks. Brewsteri nurga ja murdumisnäitaja vaheline seos tuleneb murdumisest:

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin \gamma} = \frac{\sin \alpha_B}{\sin \left(\alpha_B - \frac{\pi}{2} \right)} = \tan \alpha_B = N_{21} . \quad (16)$$

Kui eksperimentidist on määratud α_B , saab seosest (16) arvutada murdumisnäitaja N_{21} . Märgime, et amplituud E_1^\perp jääb Brewsteri nurga korral nullist erinevaks.

Joonisel 11 on toodud energiaetilise peegeldumiskoeffitsiendi sõltuvus langemisnurgast.



Joonis 11. Peegeldumiskoeffitsiendi R sõltuvus langemisnurgast α . R_{\parallel} – valgus on polariseeritud langemistasandis; R_{\perp} – valgus on polariseeritud risti langemistasandiga.

Vaatleme järgnevalt lainete vahelisi faasiseoseid.

Murduva valguslaine faas ei muutu, kuna valemite (6) ja (7) järgi E_2^{\parallel} ja E_2^{\perp} märgid on samad, mis ka suurustel E^{\parallel} ja E^{\perp} , sest $0 < \alpha + \gamma < \pi$ ja $\alpha > \gamma$ korral nii $\sin(\alpha + \gamma) > 0$ kui ka $\cos(\alpha - \gamma) > 0$.

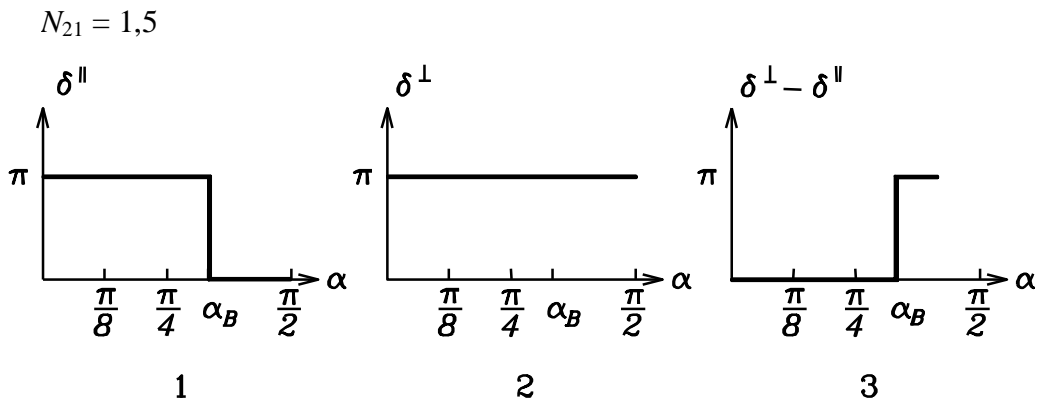
Peegelduva valguse käitumine on keerulisem.

- Olgu langev valgus polariseeritud langemistasandis. Vektorid \vec{E}^{\parallel} ja \vec{E}_1^{\parallel} joonisel 10.1 on joonistatud faasis olevatena, kuna nende tangentsiaalkomponendid \vec{E}_r^{\parallel} ja \vec{E}_{1r}^{\parallel} on samasuunalised. Valem (8) näitab, et kui langemisnurk on väiksem Brewsteri nurgast, s.t $\alpha + \gamma < \pi/2$, siis nii nimetaja $\tan(\alpha + \gamma)$ kui ka lugeja $\tan(\alpha - \gamma)$ on positiivsed ja E_1^{\parallel} erineb märgilt E^{\parallel} -st. Järelikult on lained vastasfaasis (nende faasivahe $\delta^{\parallel} = \pi$, joonis 12.1).

Kui aga langemisnurk on suurem Brewsteri nurgast, s.t $\alpha > \alpha_B$, siis $\alpha + \gamma > \pi/2$ ja $\tan(\alpha + \gamma) < 0$. Sel juhul E^{\parallel} ja E_1^{\parallel} on faasis ($\delta^{\parallel} = 0$, joonis 12.1).

- Olgu langev valgus polariseeritud risti langemistasandiga. Seosest (9) ja joonisest (10) järeldame, et E^{\perp} ja E_1^{\perp} on erimärgilised kõikide võimalike langemisnurkade α korral ja on seega alati vastasfaasis ($\delta^{\perp} = \pi$, joonis 12.2).

- Peegelduvate lainete E_1^{\parallel} ja E_1^{\perp} omavaheline faasivahe $\delta^{\perp} - \delta^{\parallel}$ on toodud joonisel 12.3. Peegelduvad lained on faasis, kui $\alpha < \alpha_B$ ja vastasfaasis, kui $\alpha > \alpha_B$.



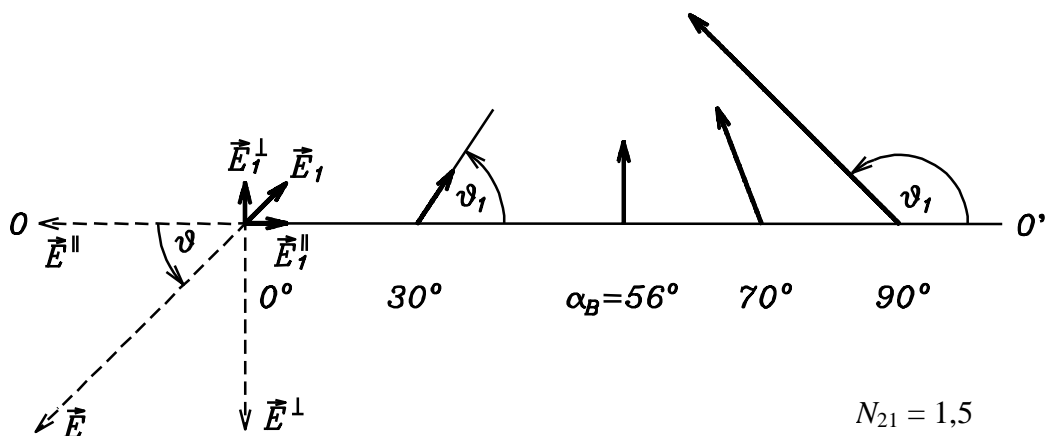
Joonis 12. Peegeldumisel tekkiva faasinihke δ sõltuvus langemisenurgast α järgmistel juhtudel:

1 – langev valgus on polariseeritud langemistasandis; **2** – langev valgus on polariseeritud risti langemistasandiga; **3** – peegelduvate lainete omavahelise faasivahe $\delta^{\perp} - \delta^{\parallel}$ sõltuvus.

- Üldjuhul omab keskkondade lahtuspinnale langev valgus nii E^{\parallel} kui ka E^{\perp} komponenti. Ülaltoodust järeldub, et nii peegeldumise kui ka murdumise tagajärjel valguse polarisatsiooniaste

$$P = \frac{I^{\perp} - I^{\parallel}}{I^{\perp} + I^{\parallel}}$$

muutub.



Joonis 13. Peegelduva valguse asimuudi ϑ_1 muutumine sõltuvalt langemisenurgast α juhul, kui langeva valguse asimuut $\vartheta = 45^\circ$. Pideva noole pikkus on võrdeline peegelduva valguse ja katkendliku noole pikkus langeva valguse elektriväljavektori amplituudiga. Joon OO' on langemistasandi jälg lõikumisel kiire risttasandiga (lainefrondi tasandiga). **NB! Kiiritustihedus $I \sim E^2$, seega, kuna $E_1(90^\circ) = 5E_1(0^\circ)$, siis vastavad kiiritustihedused erinevad 25 korda!**

- Kui langev valgus on lineaarselt polariseeritud ja tema asimuut⁶ \mathcal{G} ei ole 0 ega $\pi/2$, siis nii peegelduva kui ka murduva valguse asimuudid \mathcal{G}_1 ja \mathcal{G}_2 erinevad langeva valguse asimuudist ($\mathcal{G}_1 \neq \mathcal{G}$, $\mathcal{G}_2 \neq \mathcal{G}$).

Olgu $\mathcal{G} = 45^\circ$, s.t $E^{\parallel} = E^{\perp}$, siis Fresneli valemite näeme, et langemisnurga α kasvades R^{\perp} kasvab, R^{\parallel} aga väheneb, mistõttu \mathcal{G}_1 suureneb. Kui $\alpha = \alpha_B$, siis $\mathcal{G}_1 = \pi/2$, kuna langemistasandis peegelduva valguse komponent puudub. Juhul $\alpha > \alpha_B$ on peegelduva laine komponentide vaheline faasinihe π ja seetõttu $\mathcal{G}_1 > \pi/2$ (joonis 13).

- Loomuliku (polariseerimata) valguse langemisel keskkondade lahutuspinnaile ei ole peegelduv

ega ka murduv valgus enam loomulikud – nende polarisatsiooniate erineb nullist. Juhul, kui $\alpha = \alpha_B$, on peegelduv valgus lineaarselt polariseeritud: see on lihtsaim viis lineaarselt polariseeritud valguse saamiseks, eriti infrapunases piirkonnas.

2.1.3. Fresneli valemite analüüs, kui $N_{21} < 1$

- Valguse murdumisel optiliselt tihedamast keskkonnast hõredamasse on murdumisnurk γ suurem langemisnurgast α . Seega eksisteerib langemisnurk α_p , mille korral murdumisnurk saab võrdseks $\pi/2$ -ga. Kui $\alpha > \alpha_p$, siis murduv kiir puudub (vastasel korral oleks $\sin \gamma > 1$) ja kogu lahutuspinnaile langev valgus peegeldub. Seetõttu nimetatakse nurka α_p täieliku peegeldumise piirnurgaks. Piirnurga saab määrata tingimusest:

$$\sin \alpha_p = N_{21}. \quad (17)$$

Fresneli valemid on tuletatud üldjuhu jaoks ja nad peavad kehtima ka siis, kui $N_{21} < 1$. Kui $\alpha > \alpha_p$, siis valemite (8) ja (9) on ruutjuure all negatiivne arv, seega

$$\sqrt{N_{21}^2 - \sin^2 \alpha} = -i\sqrt{\sin^2 \alpha - N_{21}^2},$$

kus i on imaginaarühik⁷. Pärast teisendusi saavad valemid (8) and (9) kuju (pange tähele, et nüüd on peegeldunud lained kompleksed suurused):

$$\hat{E}_1^{\parallel} = \frac{N_{21}^2 \cos \alpha + i\sqrt{\sin^2 \alpha - N_{21}^2}}{N_{21}^2 \cos \alpha - i\sqrt{\sin^2 \alpha - N_{21}^2}} E^{\parallel}, \quad (18)$$

$$\hat{E}_1^{\perp} = \frac{\cos \alpha + i\sqrt{\sin^2 \alpha - N_{21}^2}}{\cos \alpha - i\sqrt{\sin^2 \alpha - N_{21}^2}} E^{\perp}. \quad (19)$$

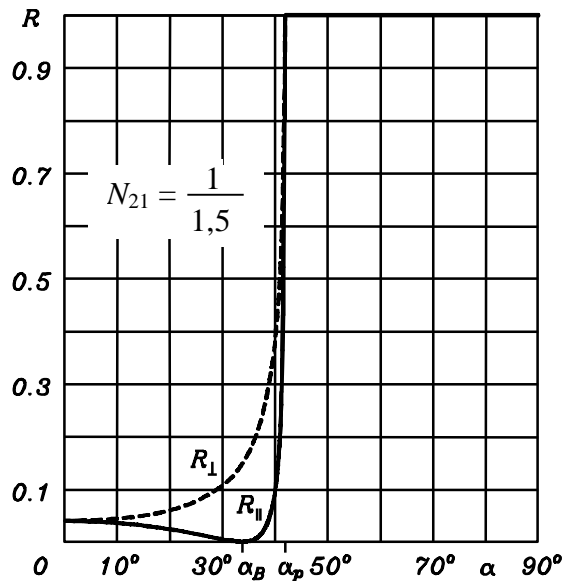
Neist valemist järeldub, et $\alpha > \alpha_p$ korral kogu langev valgus peegeldub⁸, s.t et tõepoolest on tegemist täieliku peegeldumisega. Analüüs olukorras $\alpha < \alpha_p$ ei erine osas 2.1.2 toodust.

⁶ Siin nimetatakse asimuudiks langemistasandi ja polarisatsioonitasandi vahelist nurka \mathcal{G} .

⁷ Üldiselt $\sqrt{-1} = \pm i$, miinusmärgi valik ruutjuure ees järeldub detailsemast analüüsist.

⁸ Kordajad amplituudide E^{\parallel} ja E^{\perp} ees omavad kuju $\frac{a+ib}{a-ib}$. Selle avaldise moodul on 1. Seega peegelduva laine amplituud võrdub langeva laine amplituudiga.

Joonisel 14 on esitatud energeetilise peegeldusteguri sõltuvus langemisnurgast $N_{21} = 1/1,5$ korral.



Joonis 14. Peegeldusteguri R sõltuvus langemisnurgast α , kui $N_{21} < 1$.

- **Järgnevalt vaatleme lainete vahelisi faasiseoseid.**

Kui $\alpha < \alpha_p$, jäävad kehtima samad seaduspärasused nagu üleminekul hõredamast keskkonnast tihedamasse. Kui aga $\alpha > \alpha_p$, on peegelduvate lainete amplituudid komplekssed, seega eksisteerib langeva ja peegelduva laine vahel faasivahe⁹.

Eraldades valemities (18) and (19) reaali- ja imaginaarosa, saame nad esitada teisel kujul ning leida peegelduva ja langeva laine vahelise faasivahe¹⁰:

$$\frac{\hat{E}_1^{\parallel}}{E^{\parallel}} = \exp(i\delta^{\parallel}), \quad \text{kus} \quad \delta^{\parallel} = 2 \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - N_{21}^2}}{N_{21}^2 \cos \alpha}, \quad (18a)$$

$$\frac{\hat{E}_1^{\perp}}{E^{\perp}} = \exp(i\delta^{\perp}), \quad \text{kus} \quad \delta^{\perp} = 2 \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - N_{21}^2}}{\cos \alpha}. \quad (19a)$$

Kuna E_1^{\parallel} ja E_1^{\perp} sõltuvad vahemikus $\alpha_p < \alpha < 90^\circ$ langemisnurgast α erinevalt, siis $\delta^{\parallel} \neq \delta^{\perp}$.

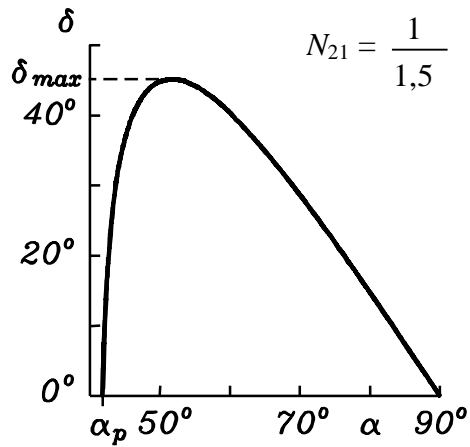
Siit järeldub, et üldjuhul muutub langev lineaarselt polariseeritud laine pärast täielikku peegeldumist elliptiliselt polariseerituks. Peegelduva laine kahe komponendi vahelist faasivahet $\delta = \delta^{\parallel} - \delta^{\perp}$ on võimalik esitada kujul

⁹ Tõepoolest: võnkumise $x = x_0 \cos(\omega t + \delta)$ võib esitada komplekskujul

$\hat{x} = x_0 \exp[i(\omega t + \delta)] = x_0 \exp(i\delta) \cdot \exp(i\omega t) = \hat{X}_0 \exp(i\omega t)$, kus $\hat{X}_0 = x_0 \exp(i\delta)$ on kompleksne amplituud.

¹⁰ Kompleksarvu $A + iB$ saab esitada kujul $C \exp(i\delta)$, kus $\tan \delta = B/A$ ja moodul $C = \sqrt{A^2 + B^2}$.

$$\tan \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \alpha \sqrt{\sin^2 \alpha - N_{21}^2}}{\sin^2 \alpha}. \quad (20)$$



Joonis 15. Peegelduvate lainete faasivahe $\delta = \delta^{\text{II}} - \delta^{\perp}$ sõltuvus langemisnurgast vahemikus $\alpha_p < \alpha < 90^\circ$, kui

$$N_{21} = \frac{1}{1,5}.$$

Faasinihke sõltuvus langemisnurgast $\alpha > \alpha_p$ korral on toodud joonisel 15. Avaldise (20) kohaselt on $\delta = 0$, kui $\alpha = \alpha_p$ või $\alpha = \pi/2$. Nende väärtuste vahel asub faasivahe maksimum, mis vastab tingimusele

$$\tan \frac{\delta_{\text{max}}}{2} = \frac{1 - N_{21}^2}{2N_{21}}. \quad (21)$$

Faasivahe maksimumile vastava langemisnurga väärtuse α_{max} saab leida tingimusest

$$\sin^2 \alpha_{\text{max}} = \frac{2N_{21}^2}{1 + N_{21}^2}.$$

2.2. PRAKTIINE TÖÖ: Optiliselt tihedamalt keskkonnalt ($N_{21} > 1$) toimuva valguse peegeldumise uurimine

2.2.1. Tööülesanne

Dielektriku pinnalt peegelduva valguse uurimine. Brewsteri nurga määramine. Peegelduva valguse asimuudi määramine. Katsetulemustest arvatud peegeldustegurite võrdlus Fresneli valemite järgi arvatutega.

2.2.2. Töövahendid

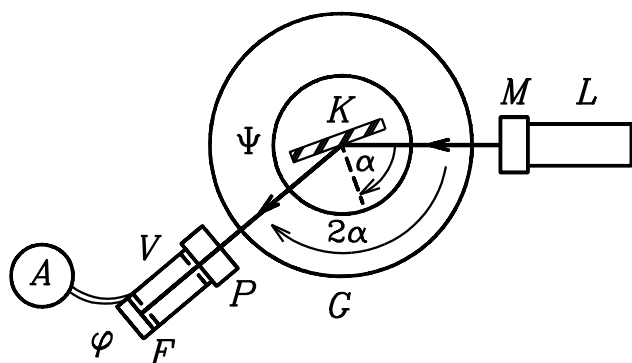
Ne-He laser ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$), goniomeeter, klaasplaat, polaroid, luup, fotodetektor, millivoltmeeter

2.2.3. Vajalikud eelteadmised

Eelnevalt tuleb omandada osad 1.1, 1.3, 1.4.1, 2.1.1 ja 2.1.2.

2.2.4. Katseseadme kirjeldus

Katseseadme skeem on esitatud joonisel 16.



Joonis 16. Katseseadme skeem: L – laser, M – laseri pöörämismehhanism; G – goniomeeter, mis võimaldab määrata vastuvõtja ja pöördlaua asendeid; K – klaasplaat; V – vastuvõtja; P – polaroid; F – fotodiod; A – multimeeter (mV).

Laserist L väljub lineaarselt polariseeritud¹¹ valgus. Langeva valguse polarisatsioonitasandi orientatsiooni (asimuuti ϑ) saab muuta laseri pööramisega mehhanismi M abil ümber tema optilise telje. Selleks, et vältida laseri toitejuhtme liigset keerdumist, võib laserit pöörata piirides $100^\circ - 0^\circ / 360^\circ - 260^\circ$. Nii goniomeetri pöördlaua, millel paikneb uuritav klaasplaat¹², kui ka vastuvõtjat V saab pöörata. Nende asendit saab määrata, võttes vastavate nooniustega varustatud skaaladelt lugemid ψ ja φ . Pöördlaua ja vastuvõtja asendi täpise reguleerimiseks tuleb nad eelnevalt fikseerida vastavate kruvidega ja seejärel muuta nende asendit peenreguleerimiskruvidega. Klaasplaadi kallet saab muuta pöördlaua kolme kruvi abil, samuti on olemas kruvi plaadi paralleelnihutamiseks. Valguse vastuvõtjaks V on diafragmadega varustatud toru, mille ühes otsas paikneb [fotodetektor](#) F ja teise otsa külge saab kinnitada polaroidi või visiiri. Fotodetektor on ühendatud millivoltmeetriga, mille näitu võib lugeda võrdeliseks fotodiodile

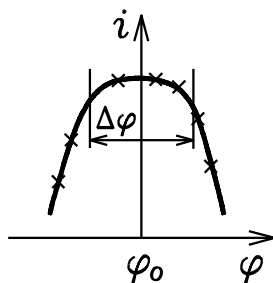
¹¹ Antud laserist väljub lineaarselt polariseeritud valgus tänu tema konstruktsiooni omapärale – vt osa 2.2.8.

¹² Töö eesmärgiks on uurida valguse peegeldumist kahe keskkonna lahutuspinna. Teoorias eeldatakse, et sellest pinnast mõlemal pool paiknevad keskkonnad on lõpmatud. Töös kasutatakse lõpliku paksusega klaasplaati. Selleks, et poleks vaja arvestada peegeldumist plaadi tagumiselt pinnalt, on plaadi materjal valitud selline, et plaati murduv valgus neelduks temas täielikult.

langeva valguse kiiritustihedusega. Fotodetektori kohta saab rohkem informatsiooni veebilehelt [„Fotodetektorid optika praktikumis“](#).

2.2.5. Seadme justeerimine ja Brewsteri nurga määramine

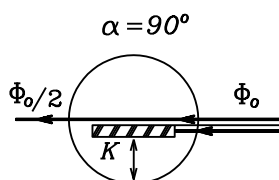
Lülitame sisse laseri. Kontrollime, kas laseri kiir on paralleelne vastuvõtja teljega. Selleks eemaldame polaroidi P , ja asetame vastuvõtja ette visiiri nii, et üks tema joontest oleks horisontaalne. Samuti eemaldame pöördlauda. Selleks vabastame ta, pöörates eelnevalt lahti teda fikseeriva pika poldi. Pöörates vastuvõtjat saavutame olukorra, mil millivoltmeetri näit on maksimaalne – u_{\max} , paneme selle kirja protokollis. Mõõteriista näit on maksimaalne mitte ühe vastuvõtja asendi φ korral, vaid vastuvõtja asendi muutmisel piirides $\Delta\varphi$ (miks? – põhjendada protokollis). Muutes peenreguleerimiskruviga vastuvõtja asendit, registreerime mõõteriista näidu sõltuvuse φ – st ja joonestame kohe graafiku nagu joonisel 17. Määrame graafikult asendi φ_0 . Asend $\varphi_0 \pm 180^\circ$ vastab laserikiire väljumisavale.



Joonis 17. Fotodetektori väljundpinge sõltuvus vastuvõtja asendist φ .

Asetame oma kohale pöördlauda koos klaasplaadiga. Pöörame nad asendisse, mis on lähedane nullisele langemisnurgale. Kui nüüd plaadilt peegeldunud kiir ei liigu mööda laseri väljundava visiiri horisontaaljoont, tuleb muuta klaasplaadi kallet pöördlauda reguleerimiskruvide abil. Seejärel pöörame vastuvõtja 2 – 3 suvalisse asendisse ja pöörates klaasplaati jälgime, kas plaadilt peegeldunud kiir liigub mööda vastuvõtja visiiri horisontaaljoont. Kui vaja, muudame plaadi kallet.

Järgnevalt määrame pöördlauda asendi ψ_0 , mis vastab langemisnurgale $\alpha = 0^\circ$. Selle asendi määramise korrektsusest sõltub kogu töö täpsus. Pöörame klaasplaadi asendisse, mille korral peegelduv kiir satub laseri väljumisava keskele, ja fikseerime protokollis vastava näidu ψ_0 . Näitu ψ_0 tuleb määrata korduvalt.



Joonis 18. Langemisnurgale $\alpha = 90^\circ$ vastav klaasplaadi asend.

Vastuvõtjale peab plaadi õige asendi korral langema maksimaalsest 2 korda väiksem valgusvoog ja fotodetektori väljundpinge peab ka olema 2 korda väiksem.

Nüüd pöörame pöördlauda asendisse $\psi_0 \pm 90^\circ$ (see vastab langemisnurgale $\alpha = 90^\circ$) ja vastuvõtja eelnevalt määratud otseasendisse φ_0 (joonis 18). Kui pöördlauda pöörlemistelg asetseb klaasplaadi esipinna tasandis, siis peab millivoltmeetri näit olema ca 2 korda väiksem, kui u_{\max} (vt ka küsimust 8 osas 2.2.9). Soovitud olukorda on võimalik saavutada klaasplaadi paralleelnihutusega.

Laserist väljuva valguse asimuut \mathcal{G} ei ole teada. Selle määramiseks kasutame asjaolu, et $\alpha = \alpha_B$ ja $\mathcal{G} = 0$ on peegeldunud valguse kiiritustihedus null (joonis 11). Tavaliste klaasisortide korral $N_{21} \approx 1,5$. See võimaldab seosest (16) määrata Brewsteri nurga ligikaudse väärtuse α'_B . Viime pöördlaua α'_B -le vastavasse asendisse $\psi = \psi_0 - \alpha'_B$. Kuna langemisnurga muutmisel mingi nurga võrra muudab peegeldunud kiir oma suunda kaks korda suurema nurga võrra, siis tuleb vastuvõtja pöörata asendisse $\varphi = (\varphi_0 + 180^\circ) - 2\alpha'_B$.

NB! MUUTES KLAASPLAADI ASENDIT NURGA $\Delta\alpha$ VÕRRA, TULEB VASTUVÕTJAT ALATI PÖÖRATA NURGA $2\Delta\alpha$ VÕRRA!

Kui nüüd pöörata laserit ümber oma optilise telje ja millivoltmeetri näit väheneb, siis me läheneme polarisatsioonitasandi asimuudile $\mathcal{G} = 0^\circ$ (miks? – põhjendada!). Mõõteriista minimaalse näidu korral on valgus polariseeritud langemistasandis. Selleks, et määrata Brewsteri nurka täpsemalt, muudame nüüd väikestes piirides ($20'$ kaupa) langemisnurka. Kui mõteriista näit väheneb, siis langemisnurk lähenes Brewsteri nurgale. Kordame eelpoolkirjeldatud protseduuri, kuni on kindlaks tehtud mõõteriista minimaalsele näidule vastav klaasplaadi asend. Arvutame murdumisnäitaja ja hindame tema määramatuse.

Ärge unustage ka üles märkimast laseri pööramismehhanismi näitu, mis vastab polarisatsioonitasandi asimuudile $\mathcal{G} = 0^\circ$.

2.2.6. Peegeldumiskoeffitsiendi sõltuvus langemisnurgast

Seade võimaldab määrata seda sõltuvust alates langemisnurgast $\alpha \approx 15^\circ$. Registreerime vastuvõtja näidu iga 10° tagant, samuti ka $\alpha = \alpha_B$ korral, algul asimuudi $\mathcal{G} = 0^\circ$ ja seejärel $\mathcal{G} = 90^\circ$ korral. Esitame tulemused graafiliselt, samale graafikule kanname ka teoreetilised sõltuvused, kasutades eelmises punktis leitud murdumisnäitajat.

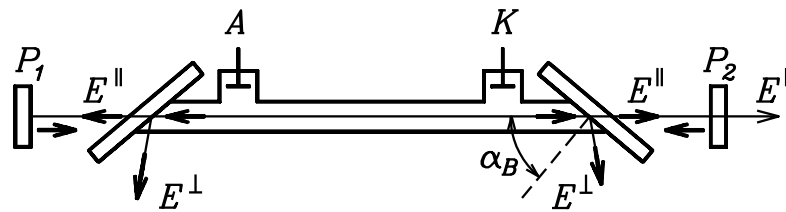
2.2.7. Peegelduva valguse asimuudi määramine

Kuna $R^{\parallel}(\alpha) \neq R^{\perp}(\alpha)$, siis juhul, kui langev valgus ei ole polariseeritud langemistasandis ega sellega risti, on peegelduva valguse polarisatsioonitasandite asimuudid erinevad. Peale selle, kui $\alpha > \alpha_B$, siis on peegelduvatel komponentidel omavaheline faasivahe π (vt jooniseid 12 ja 13).

Peegelduva valguse asimuudi langemisnurgast sõltuvuse $\mathcal{G}_1 = f(\alpha)$ uurimiseks pöörame laseri asendisse $\mathcal{G} = 45^\circ$, kus $E^{\parallel} = E^{\perp}$, eemaldame vastuvõtja eest visiiri ja kinnitame polaroidi. Alustame mõõtmisi langemisnurgast $\alpha = 20^\circ$ sammuga 10° , määrates iga kord polaroidi asendi, kus ta on risti peegelduva valguse polarisatsioonitasandiga. Määrame ka polaroidi asendi langemisnurga $\alpha = \alpha_B$ korral, kus $\mathcal{G}_1 = 90^\circ$. Nii saame siduda asimuudi tõelise väärtuse polaroidi näiduga. Lõpuks joonistame graafiku $\mathcal{G}_1 = f(\alpha)$.

2.2.8. Lisa

Laser kiirgab nagu tavalised valgusallikadki valgust jadadena, mis omavad lõplikku pikkust. Kuid jada kestus (koherentsuse aeg) τ on palju suurusjärke suurem, kui tavalise valgusallika korral. Aja τ jooksul on laseri kiirgus üldiselt elliptiliselt polariseeritud. Mõningates laserites on küveti, milles tekitatakse aktiivkeskkond, aknad Brewsteri nurga all (joonis 19).



Joonis 19. Töös kasutatava He-Ne laseri põhimõtteline skeem: anoodi A ja katoodi K vahel tekitatakse madalrõhu huumlahendus; P_1 – täispeegel; P_2 – poolläbilaskev peegel.

Brewsteri nurga all paiknevad aknad võimaldavad vähendada peegeldumiskadusid. Kui valgus langeb risti klaasplaadile, siis peegeldub plaadilt ca 8 % langevast valgusest. Kui valgus läbib akent 100 korda, siis on allesjäänud valguse kiiritustihedus $0.92^{100} = 0.0003$ esialgsest. Kui aga aknad on Brewsteri nurga all, siis langemistasandis polariseeritud valguse komponent läbib akna kadudeta. Pärast peegeldumist peeglitelt P_1 ja P_2 pöördub lineaarselt polariseeritud valgus aktiivkeskkonda tagasi ja indutseerib seal samasuguselt polariseeritud kiirguse. Seetõttu on sellise laseri korral polarisatsiooniaste $P = -1$. Kui küveti aknad on risti laseri optilise teljega, siis $P = 0$.

2.2.9. Küsimused

1. Mitu protsenti moodustab polariseeritud valguse kiiritustihedus loomuliku valguse kiiritustihedusest, kui polarisaatorina kasutada klaasplaati?
2. Mitu protsenti moodustab läbiva, polariseeritud valguse kiiritustihedus langeva loomuliku valguse kiiritustihedusest ideaalse polaroidi korral?
3. Kui suur on murduva valguse polarisatsiooniaste, kui langev valgus on loomulik ja $\alpha = \alpha_B$?
4. Olgu langeva, lineaarselt polariseeritud valguse asimuut $\vartheta = 45^\circ$ ja langemisnurk $\alpha = 60^\circ$. Milline on peegelduva valguse asimuut?
5. Kas ja kuidas on peegelduv valgus polariseeritud, kui $\alpha > \alpha_B$ ja dielektrikule langev valgus on ringpolariseeritud?
6. Kuidas muutub murduva valguse asimuut ϑ_2 langemisnurga α muutumisel, kui $\vartheta = 45^\circ$?
7. Langevu kahe keskkonna lahutuspinna ringpolariseeritud valgus. Milline on peegelduva valguse polarisatsioon, kui $\alpha > 0$?
8. Olgu antud katseseadmes klaasplaadi esipinna ja temaga paralleelse pöörlemistelje vaheline kaugus 1 mm. Milline on peegelduva kiire nihe võrreldes ideaalse olukorraga, kui $\alpha = 80^\circ$? Millise vea see põhjustab?
9. Laserist väljuva kiirtekimbu diameeter on ca 1 mm. Milline on maksimaalne langemisnurk α , mille korral kiirte kimp langeb veel täielikult klaasplaadile (plaadi laius olgu 40 mm)?

2.3. PRAKTILINE TÖÖ: Valguse polarisatsiooni uurimine täielikul peegeldumisel ($N_{21} < 1$)

2.3.1. Tööülesanne

Valguse erinevate polarisatsiooniliikide eristamine polaroidi ja $\lambda/4$ -plaadi abil. Täielikul peegeldumisel tekkiva elliptiliselt polariseeritud valguse uurimine. Prisma aine murdumisnäitaja määramine.

2.3.2. Töövahendid

Polariseeritud He-Ne laser ($\lambda = 594.1$ nm), goniomeeter, täisnurkne võrdhaarne kolmetahuline prisma, polaroid, $\lambda/4$ -plaat, kiirguse vastuvõtja koos registreeriva millivoltmeetriga.

2.3.3. Vajalikud eelteadmised

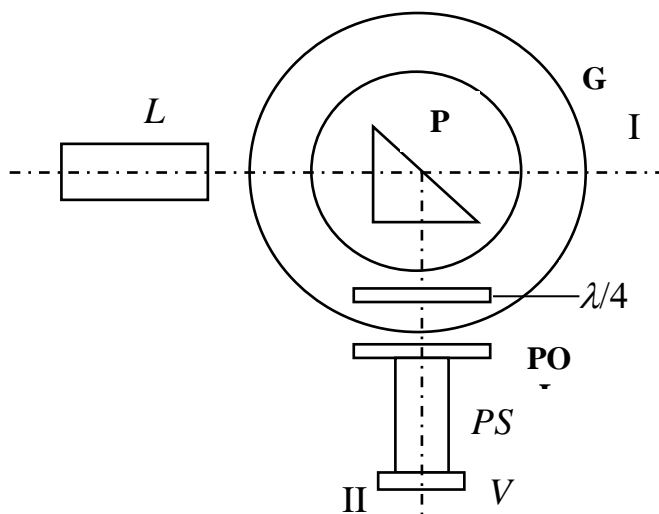
Eelnevalt tuleb omandada osad 1 ja 2.1.

2.3.4. Katseseadme kirjeldus

Katseseadme skeem on esitatud joonisel 20.

Käesolevas töös kasutatakse lineaarselt polariseeritud valgust kiirgavat He-Ne laserit. Polarisatsioonitasandi siht on näidatud hõbedase joonega lasertoru esiotsal. Kuna antud laser kiirgab praktiliselt paralleelset kiirtekimpu (kimbu hajuvus on 0.92 mrad), siis puudub vajadus kollimaatori järele.

Et katses on vajalikud polarisatsioonitasandi kolm orientatsiooni – horisontaalne, vertikaalne ja nende mõlema suhtes 45° nurga all, siis laser on varustatud kraega, milles on kolm varrast 45° nurga all üksteise suhtes. Asetades sobiva varda laserihoidjas olevasse auku, saab fikseerida sobiva polarisatsioonitasandi orientatsiooni.



Joonis 20. Katseseadme skeem: *L* – laser koos hoidjaga; *G* – goniomeeter, mis koosneb alusest, pöördlauast ja pikksilmast *PS*; goniomeetri abil saab määrata pöördlaua ja pikksilma asendeid; *P* – pöördlaual asetsev prisma; *Pol* – polaroid; $\lambda/4$ – veerandlaineplaat; *V* – kiirguse vastuvõtja koos millivoltmeetriga; *I*, *II* – pikksilma asendid.

Õigesti paigutatud täisnurkses prisma toimub täielik peegeldumine ja üldjuhul on peegelduv valgus elliptiliselt polariseeritud. Peegelduvat valgust analüüsitakse polaroidi *Pol* ja veerandlaineplaadi $\lambda/4$ abil ning registreeritakse millivoltmeetriga ühendatud vastuvõtja *V* abil. Vastuvõtja pinge võib lugeda võrdeliseks registreeritava valguse kiiritustihedusega (vt. [Fotodetektorid optika praktikumis](#)).

Nii goniomeetri pöördlauda, millel paikneb prisma *P*, kui ka pikksilma *PS* saab pöörata. Nende asendit saab määrata, võttes vastavalt nooniustega skaaladelt lugemid. Polaroidi ja $\lambda/4$ -plaati saab pöörata ümber süsteemi optilise telje.

2.3.5. Ettevalmistused mõõtmisteks

Reeglina on mõõteseade korrastatud, s.t et pikksilma ja laseri teljed on risti pöördlaua teljega ja läbivad teda. Kui tekib kahtlusi, et seade pole justeeritud, siis tuleb seda teha ja selleks pöörduge juhendaja poole.

NB! Töötamisel laseriga on oht kahjustada silmi! Ärge kunagi vaadake ei otse laserkiirt, ega prismalt täielikult peegeldunud kiirt, ega kiirt läbi pikksilma, kui kontrollite mõõteseadme korrastatust!

Kui mõõteseade on korras ja vastuvõtja kinnitatud pikksilma külge, siis teeme kindlaks goniomeetri, polaroidi ja veerandlaineplaadi pöördemehhanismide jaotiste või nooniuste väärtused. Eemaldame $\lambda/4$ -plaadi ja prisma ning leiame laserkiire otsesihile vastava pikksilma asendi. Kuna nii kiir kui ka vastuvõtja on lõplike mõõtmetega, siis vastuvõtja näit pole maksimaalne pikksilma ühes asendis φ , vaid mingis φ -de mingis vahemiku ning seetõttu tuleb toimida nagu punktis 2.2.5, joonistada joonisele 17 sarnane graafik ning sellelt määrata pikksilma otseasendile vastav lugem φ_0 .

2.3.6. Lineaarselt polariseeritud valguse uurimine

Lineaarselt polariseeritud valguse jaoks kehtib Malusi seadus (4) ja kõigepealt kontrollime selle kehtivust.

Kuigi laserkiire polarisatsioonitasandi orientatsioon selles töös ei oma põhimõttelist tähtsust, on siiski otstarbekas valida vertikaalne või horisontaalne orientatsioon, kui silmas pidada järgnevat töös.

- Seame pikksilma aasendisse I (goniomeetri lugem φ_0), eemaldame prisma ja $\lambda/4$ -plaadi.

Kasutades polaroidi *Pol* analüsaatorina, pöörame teda sammuga 10° , registreerides läbinud valguse kiiritustiheduse I sõltuvuse polaroidi pöördenuurgast ψ : $I = I(\psi)$. Püüame võimalikult täpselt määrata polaroidi asendid, kus tema läbilaskesih on risti valguse polarisatsioonitasandiga (kiiritustihedus on nullilähedane). Miinimumide läheduses peaks vähendama pööramise sammu.

- Mõõtmiste baasil joonistame graafiku $I = I(\psi)$ polaarkoordinaatides. Samale graafikule joonistame ka teoreetilise sõltuvuse valemi (4) järgi, kus teoreetilise kõvera normeerime eksperimendikõvera maksimumväärtuse järgi ja arvestame, et polaroidi näit ψ võib erineda Malusi seaduse nurgast ϕ .

2.3.7. Veerandlaineplaadis levivate lainete polarisatsioonitasandite orientatsioonide määramine

- Laserkiire polarisatsioonitasandi orientatsioon olgu vertikaalne või horisontaalne ja seame polaroidi *Pol* läbilaskesihhi temaga võimalikult täpselt risti (registreeritav kiiritustihedus $I \approx 0$).
- Asetame $\lambda/4$ -plaadi oma kohale polaroidi ette ja määrame temas levivate lainete polarisatsioonitasandite orientatsioonid. Selleks määrame I sõltuvuse $\lambda/4$ -plaadi pöördenurgast plaadi kogu skaala ulatuses. $\lambda/4$ -plaadi suvalises asendis on temast väljuv valgus üldjuhul elliptiliselt polariseeritud ja seega $I \neq 0$. Ainult siis, kui plaadile langeva valguse polarisatsiooni-tasandi siht ühtib ühega kahest plaadis levivate lainete võimalikust polarisatsioonitasandisihhist, jääb plaati läbiv valgus lineaarselt polariseerituks ja $I \approx 0$.

Nende orientatsioonide määramise täpsusest sõltub järgnevate osade mõõtmistulemuste täpsus. Seepärast on vajalik vähendada $\lambda/4$ -plaadi pööramise sammu I miinimumi ümbruses, joonistada kiiritustiheduse pöördenurgast sõltuvuse graafik ristkoordinaadistikus ja määrata mõlema miinimumi täpne asukoht sellelt graafikult. Graafik tuleb joonistada kohe, sest tulemusi läheb vaja osades 2.3.8 ja 2.3.9.

2.3.8. Ringpolariseeritud valguse uurimine

Kui $\lambda/4$ -plaadile langeva lineaarselt polariseeritud laine polarisatsioonitasand moodustab 45° plaadis leviva kahe lineaarselt polariseeritud laine tasanditega, siis plaadist väljuv valgus on ringpolariseeritud.

- Orienteeri $\lambda/4$ -plaat laserkiire polarisatsioonitasandi suhtes nii, et plaadist väljuv valgus oleks ringpolariseeritud. Pööra analüsaatorit *Pol* sammuga 20° ja registreeri kiiritustiheduse I sõltuvus analüsaatori pöördenurgast ψ .
- Saadud tulemuste põhjal joonista polaarkoordinaatides graafik $I = I(\psi)$. Samale graafikule joonista ring, mille raadius võrdub registreeritud kiiritustiheduste keskväertusega. Selle graafiku põhjal saab otsustada, kui täpselt on määratud $\lambda/4$ -plaadis levivate lainete orientatsioonid.

2.3.9. Elliptiliselt polariseeritud valguse uurimine

Täielikul peegeldumisel tekkiva elliptiliselt polariseeritud valguse uurimiseks peame tagama, et laserkiir langeks alati prisma sisendtahule risti (joonis 20).

- Eemaldame $\lambda/4$ -plaadi, pöörame laserkiire polarisatsioonitasandi horisontaalseks või vertikaalseks ja analüsaatori *Pol* läbilaskesihhi temaga paralleelseks. Seejärel pöörame pikksilma risti otseasendiga, s.t asendist I (goniomeetri lugem φ_0) asendisse II (lugem $\varphi_0 \pm 90^\circ$) ja fikseerime pikksilma selles asendis. Sellesse asendisse jätame ta mõõtmiste lõpuni.
- Paneme prisma *P* pöördlauale nii, et tema peegeldav tahk (ristlõike hüpotenuus) ühtiks pöördlaua diameetriga (miks?) ja pöörame pöördlaua nii, et prisma esitahk oleks risti laserkiirega. Prisma täpse ristasendi leidmiseks peab pöördlauaga kordama osa 2.3.5 viimases lõigus kirjeldatud protseduuri, s.t registreerima millivoltmeetri näidu sõltuvuse pöördlaua asendist, joonistama vastava graafiku ja sellelt leidma laua täpse asendi.
- Täielikul peegeldumisel jääb valgus lineaarselt polariseerituks ainult siis, kui langeva lineaarselt polariseeritud valguse polarisatsioonitasand kas ühtib või on risti langemistasandiga. Selles veendumiseks orienteerime laserkiire polarisatsioonitasandi kord vertikaalseks, kord

horisontaalseks ja analüsaatori alati nendega risti. Mõlemal juhul peab analüsaatorist välja valguse kiiritustihedus $I \approx 0$.

- Nüüd pöörake laser asendisse, kus tema polarisatsioonitasand moodustab 45° nii vertikaal- kui ka horisontaalsihiga. Nüüd on prismale langevas valguses nii langemistasandiga paralleelne kui ka ristkomponent, kusjuures $E^{\parallel} = E^{\perp}$. Et täielikul peegeldumisel on nendel komponentidel erinev faasinihe (valemid 18a ja 19a):

$$\delta^{\parallel} = 2 \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - n_{21}^2}}{n_{21}^2 \cos \alpha}, \quad \delta^{\perp} = 2 \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - n_{21}^2}}{\cos \alpha},$$

osutub peegeldunud valgus elliptiliselt polariseerituks.

- Määrame ellipsi pooltelgede sihid. Selleks registreerime kiiritustiheduse sõltuvuse $I = I(\psi)$ analüsaatori *Pol* pöördenurgast ψ sammuga 10° . Kiiritustiheduse maksimumid ja miinimumid määravad ellipsi pooltelgede sihid. Kuna miinimumide asendeid on võimalik määrata täpsemini kui maksimumide omi, siis suurema täpsuse saamiseks on otstarbekas miinimumide läheduses vähendada analüsaatori pöördesammu.

- Järgnevalt asetage oma kohale $\lambda/4$ -plaat ja kasutades punkti 2.3.7 tulemusi pöörake plaat asendisse, kus ellipsi poolteljed ühtivad plaadis levivate lainete polarisatsioonitasanditega. Kuna elliptilise valguse pooltelgede sihiliste komponentide faasivahe on $\pm \pi/2$ (vt punkt 1.2) ja $\lambda/4$ -plaadis lisandub täiendavalt faasivahe $\pm \pi/2$, on analüsaatorile *Pol* langev valgus nüüd lineaarselt polariseeritud ja teda on võimalik kustutada analüsaatori pööramisega. Vastav pöördenurk ellipsi pooltelje sihist kõrvale annabki meile faasivahe $\delta = \delta^{\parallel} - \delta^{\perp}$. Kasutades valemit (20) arvutame nüüd prisma aine murdumisnäitaja.

Sarnaselt varemöelduga saame faasivahe δ leida täpsemini, kui graafikud ellipsi pooltelgede ja analüsaatori pöördenurga määramiseks joonistame ristkoordinaadistikus.

2.3.10. Küsimused

1. Olgu Brewsteri nurk 33° . Milline on täieliku peegeldumise piirnurk?
2. Milline peab olema aine murdumisnäitaja, et valgus pärast täielikku peegeldumist muutuks ringpolariseerituks?
3. Muutugu keskkondade vahelisele piirpinnale langev lineaarselt polariseeritud valgus peale täielikku peegeldumist ringpolariseerituks. Milline valgus peegeldub, kui sama nurga all langeb piirpinnale ringpolariseeritud valgus?
4. Antud töös on laseri polarisatsioonitasand siht teada. Aga kui poleks, kuidas seda leida, eeldusel, et ka kasutatava polaroidi läbilaskesihit on teadmata?
5. Kas sama $\lambda/4$ -plaat võib olla veerandlaineplaadiks ka mõne infrapunase või ultravioletse piirkonna spektrijoone jaoks? Millal ja millise lainepikkuse jaoks on see võimalik?
6. Millised täiendavad efektid tekivad, kui valgus ei lange prisma esitahule risti?

3. VALGUSE LEVIK ANISOTROOPSES KESKKONNAS

3.1. Üldised seaduspärasused

Anisotroopses keskkonna korral sõltuvad aine füüsilised omadused sihist. Anisotroopia on omane paljudele kristallilistele ainetele. Optikas avaldub anisotroopia eelkõige selles, et valguse levikukiirus on aines erinevates suhtides erinev ja antud sihis leviva laine kiirus sõltub sellest, kuidas ta on polariseeritud. Kristallis võib olla maksimaalselt kaks sihti, piki mida levib laine nii nagu isotroopses keskkonnas, s.t laine levikukiirus ei sõltu tema polarisatsioonist. Neid sihte nimetatakse kristalli optilisteks telgedeks. Sõltuvalt optiliste telgede arvust on anisotroopsed kristallid kas ühe- või kaheteljelised. Üheteljeliste kristallide esindajateks on islandi pagu (kaltsiit) ja kristalliline kvarts; vilgukivi on kaheteljeline kristall.

Kui valgus murdub anisotroopsesse keskkonda, tekib üldjuhul kaks kiirt, mis levivad eri suundades ja erinevate kiirustega. Seda nähtust nimetatakse kaksimurdumiseks. Üheteljelise kristalli korral allub üks kiir tavalisele murdumisseadusele, teda nimetatakse tavaliseks kiireks (tähistatakse indeksiga o), teise kiire murdumisnurk sõltub optilise telje orientatsioonist keskkondade lahtuspinna suhtes. Seda kiirt nimetatakse ebatavaliseks (indeks e)¹³.

Ebatavaline kiir ehk e -kiir on lineaarselt polariseeritud tasandis, mis on määratud optilise telje ja kiire suunaga. Seda tasandit nimetatakse kristalli pealõiketasangiks. Tavalise kiire ehk o -kiire polarisatsioonitasand on risti pealõiketasangiga.

Kaheteljelise kristalli korral on mõlemad kiired ebatavalised.

3.1.1. Anisotroopse keskkonna mudel

Keskkonnas leviva valguse elektrivälja kutsub esile aatomite või molekulide elektronide nihkumise tasakaaluasendist: indutseeritakse dipoolid ajas muutuva dipoolmomendiga. Need dipoolid on sekundaarlainete allikateks ja valguse levik keskkonnas on määratud sekundaarlainete interferentsiga. Valguse levikukiirus mingis keskkonnas on $v = c/n$, aga dispersiooni elektronteooriast on teada, et $n^2 \sim (\omega_r^2 - \omega^2)^{-1}$, kus ω – on langeva valguse sagedus ja ω_r – elektroni omavõnkesagedus (resonantsagedus). Anisotroopses keskkonnas on elektroni omavõnkesagedused eri suhtides erinevad, mis tingibki valguse levikukiiruse sõltuvuse langeva laine elektrivälja orientatsioonist, s.o polarisatsioonist.

Vaatleme valguse levikut üheteljelises kristallis. Olgu elektroni optilise telje sihiline omavõnkesagedus ω_{re} ja optilise teljega ristsihis – ω_{ro} . Omavõnkumised mingis muus sihis toimuvad sagedusega, mis on ω_{re} ja ω_{ro} vahepealne.

Joonisel 21 ühtib kristalli pealõiketasang joonise tasandiga, kriipsjoontega on kujutatud optiline telg. Levigu kristallis punktist P lähtuvad lineaarselt polariseeritud kiired kõikides suundades.

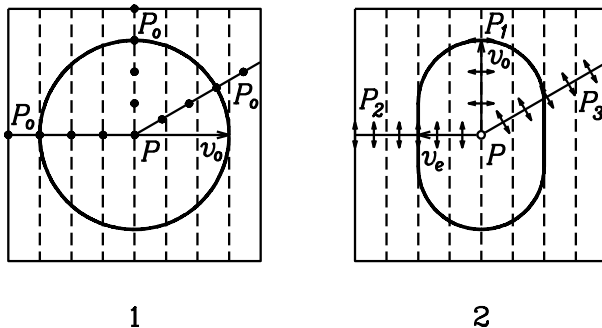
Joonisel 21.1 on punktist P väljuv valgus polariseeritud risti pealõiketasangiga ja seega on iga kiire elektrivälja risti optilise teljega. Seetõttu toimuvad elektronide sundvõnkumised vaid risti optilise teljega, millele vastab üks ja seesama omavõnkesagedus ω_{ro} . Seega, kuna

$v_o = c/n_o \approx (\omega_{ro}^2 - \omega^2)^{-1/2}$, levib valgus kõikides suundades ühesuguse kiirusega. Nende punktide geomeetriliseks kohaks, milleni valgus levib ühesuguse ajavahemiku jooksul, on pealõiketasangis ringjoon. See tulemus jääb kehtima suvalise pealõiketangandi jaoks, mis läbib

¹³ Ladina keeles: ordinarius – tavaline, extraordinarius – ebatavaline.

punkti P . Siit järeldub, et punktide geomeetriliseks kohaks ruumis, milleni punktist P lähtuv valgus levib ühesuguse ajaintervalli jooksul, on sfäär.

Seega, kui valgus on polariseeritud risti kristalli pealõiketasandiga, on lainekeheks sfäär, nii nagu isotroopses keskkonnaski. Nende kiirte murdumisnäitaja on $n_o = c/v_o$.



Joonis 21. Sfäärilise (1) ja ellipsoidaalse (2) lainekehe tekkimine kristallis.

Joonisel 21.2 on kujutatud juht, kus punktist P lähtuv valgus on polariseeritud pealõiketasandis. Nagu näha, on erinevate kiirte korral elektrivälja ja optilise telje vaheline nurk erinev. Kiire P_1 korral on elektrivälja risti optilise teljega, kiire P_2 korral – paralleelne. Esimene neist kiirtest paneb võnkuma omavõnkesagedust ω_{ro} omavad elektronid. Selles suunas on valguse levikukiirus v_o . Teises suunas P_2 leviv valgus kutsub esile omavõnkesagedust ω_{re} omavate elektronide võnkumise. Seetõttu on ka selles suunas leviva valguse kiirus v_e erinev kiirusest v_o . Suunas P_3 levib valgus kiirusega, mis on v_o ja v_e vahepealne. Seega on pealõiketasandis polariseeritud valgus kiirus eri sihtides erinev. Selle tulemusena omab laineke ruumis pöördellipsoidi kuju. Sellisele lainekehele vastavad valguskiired ei allu tavalisele murdumisomadusele.

Kristalle, mille korral $v_o > v_e$ ehk $n_o < n_e$, nimetatakse positiivseteks kristallideks (kristalliline kvarts). Kui $v_o < v_e$, on kristall negatiivne (islandi pagu).

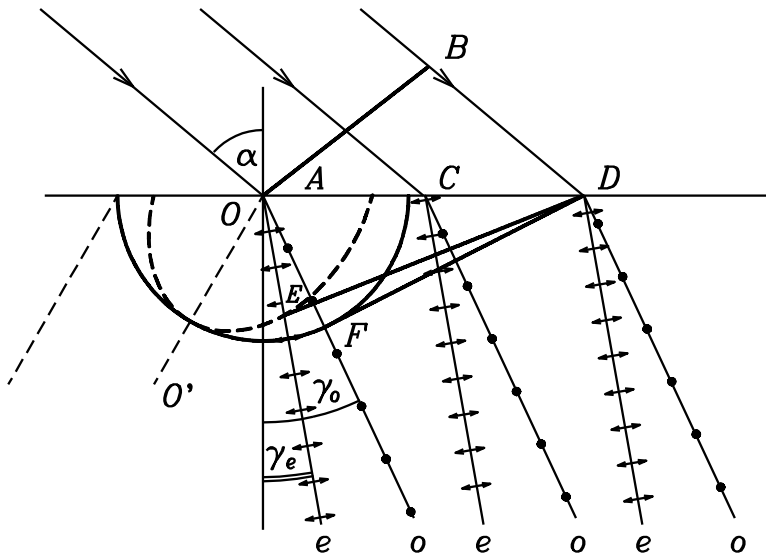
3.1.2. Valguse murdumine anisotroopsesse keskkonda

Kasutades lainekehi, on võimalik leida kiirtekäiku valguse murdumisel anisotroopsesse keskkonda. Seda võtet nimetatakse Huygeni konstruktsiooniks.

A. Olgu üheteljelise kristalli optiline telg langemistasandis ja kaldu kristalli murdva pinna suhtes (joonis 22). Langegu kristallile tasalaine, tema lainekehe olgu AB ja langemisnurk α . Selle aja kestel, mil esimeses keskkonnas lainekehe parem serv B levib punktini D , moodustub kristallis punkti A lähedal kaks lainekehe – sfääriline ja ellipsoidaalne, mis puutuvad teineteisega kokku optilisel teljel OO' . Analoogiliselt moodustuvad lainekehed kõigis punktides A ja D vahel, ainult nende mõõtmed on väiksemad. Vastavalt Huygens-Fresneli printsiibile on kristallis uuteks lainekeheks nende lainekehe mähispinnad. Antud juhul on DF tavalise kiire ja DE ebatavalise kiire lainekehed. Tõmmates sfäärilise lainekehe keskpunkti A sirge läbi selle pinna puutepunkti frondiga DF , saame tavalise kiire Ao , millega on paralleelsed kõikidest vahepealsetest punktidest, näiteks C ja D lähtuvad kiired Co , Do). Need kiired on polariseeritud risti pealõiketasandiga nagu on kujutatud ka joonisel.

Analoogiliselt saame ebatavalise kiire Ae , tõmmates sirge punktist A läbi ellipsi ja frondi DE puutepunkti. Ebatavalised kiired (Ae , Ce , De) on polariseeritud pealõiketasandis. Nagu näha

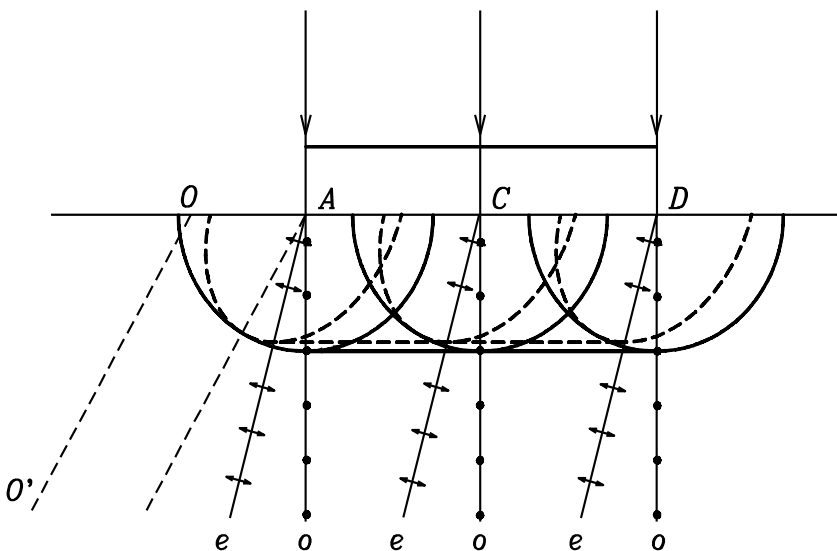
jooniselt, ei ole ebatavaline kiir risti lainefrondiga, s.t et tema lainvektor \vec{k} ei ole kollineaarne Poyntingi vektoriga \vec{S} .



Joonis 22. Tavalise ja ebatavalise kiire leidmine positiivse kristalli korral.

Üldjuhul ei tarvitse optiline telg olla langemistasandis, sellisel juhtumil ei ole ka ebatavaline kiir langemistasandis.

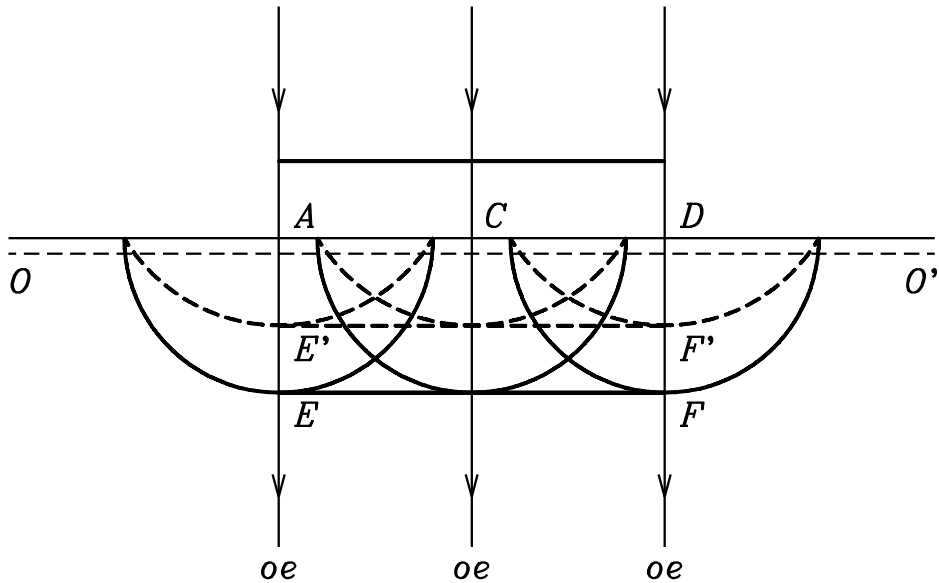
B. Olgu langemisnurk $\alpha = 0^\circ$ ja langemistasandis olev optiline telg OO' kaldu kristalli murdva pinna suhtes (joonis 23). Sel juhul lainekesed tekivad punktides A, C, D ühel ja samal



Joonis 23. Valgus langeb risti anisotroopse keskkonna pinnale; positiivne kristall.

ajahetkel. Sfääriliste lainekesete mähispind (s.o tavalise kiire lainefront) jääb paralleelseks langeva laine omaga. Samuti on ka ebatavalise laine front paralleelne langeva laine omaga, kuid tema puutepunktid ellipsoidaalsete lainekestega on nihutatud A, C ja D suhtes. Seetõttu kalduvad ebatavalised kiired Ae, Ce ja De esialgselt teest kõrvale.

C. Olgu langemisnurk $\alpha = 0^\circ$, optiline telg OO' langemistasandis ja paralleelne murdva pinnaga (joonis 24). Nagu nähtub jooniselt, sel juhul kiirte suunad ühtivad, kuid tavalise (EF) ja ebatavalise ($E'F'$) kiire lainefrondid lahknevad – nende lainete vahel tekib faasivahe.



Joonis 24. Valgus langeb risti anisotroopse keskkonna pinnale, optiline telg on langemistasandis ja paralleelne murdva pinnaga; positiivne kristall.

Sel efektil põhineb faasiplaatide töö. Faasiplaatide üldised omadused on kirjeldatud punktis 1.4.2. Kui on teada faasiplaadi optiline telg, siis on määratud ka tasandid, milles on polariseeritud temas levivad lained.

3.2. PRAKTILINE TÖÖ: Islandi paost prisma uurimine

3.2.1. Töö eesmärk

Üheteljelisest kristallist prisma uurimine ja tavalise ning ebatavalise kiire murdumisnäitaja määramine. Tutvumine polarisatsioonimikroskoobiga. Polariseeritud valguse interferentsi uurimine.

3.2.2. Töövahendid

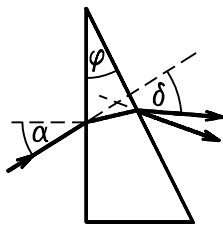
Elavhõbelamp valgusfiltriga ($\lambda = 546.1 \text{ nm}$) või naatriumlamp ($\lambda = 589.3 \text{ nm}$), goniomeeter, polaroid, prisma murdva nurgaga $\varphi = (15.00 \pm 0.04)^\circ$, polarisatsioonimikroskoop (objektiiv: $10\times$, 0,20; okulaarkruvik $16\times$, sellel juhul okulaari vaatevälja jaotisele vastab $(0.094 \pm 0.002) \text{ mm}$).

3.2.3. Vajalikud eelteadmised

Eelnevalt tuleb omandada osad 1.1, 1.4.1, 1.4.2, 1.4.3 ja 3.1, kogumikust "Optika praktikum VII" osa 6.1.4.3.2 (prisma aine murdumisnäitaja määramine), kogumikust "Optika praktikum VI" osa 1.2.1 (interferentsi põhimõisted) ja kogumikust "Optika praktikum V" töö 6 (mikroskoobi ehitus).

3.2.4. Prisma

Prisma on valmistatud islandi paost (negatiivsest kristallist) ja tema peatasand¹⁴ on toodud joonisel 25.



Joonis 25. Valguse murdumine islandi paost prisma: φ – prisma murdev nurk; δ – kiire kõrvalekaldenurk.

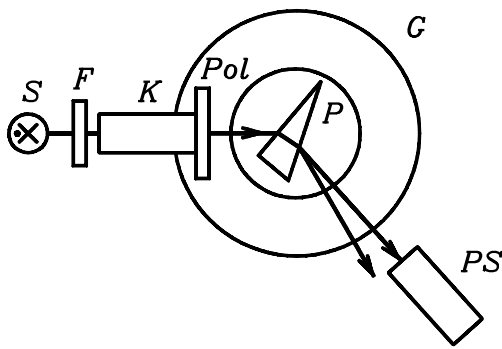
Prisma on välja lõigatud kristallist nii, et tema optiline telg on paralleelne esitahuga, kuid võib olla kas pealõiketasandis või sellega risti. Kuna prisma murdumisnäitaja o -kiire ja e -kiire jaoks on erinev, $n_o = c/v_o$ ja $n_e = c/v_e$, siis tavaline ja ebatavaline kiir väljuvad prismast erinevate nurkade all.

3.2.5. Katseseade goniomeetriga

Katseseadme skeem on esitatud joonisel 26.

Valgusallikana S kasutatakse elavhõbelampi filtriga F või naatriumlampi. Justeeritud kollimaatorist K väljub paralleelne kiirtekimp. Valge täpp polaroidil näitab tema läbilaskesiooni, jaotised polaroidi skaalal on iga 45° järel. Töös kasutatakse lihtsat goniomeetrit, mille pikksilm on eelnevalt teravustatud lõpmatusse ja tuleb vaid kontrollida, kas objektiivi fokaaltasandis asuv niit on okulaari vaateväljas terav. Kollimaatori justeerimine seisneb tema sisendpilu asendi reguleerimises seni, kuni pilu kujutis niidi tasandis on terav.

¹⁴ Prisma peatasand: tasand, mis on risti prisma murdva servaga.



Joonis 26. *S* – valgusallikas; *F* – valgusfilter; *Pol* – polaroid; *G* – goniomeeter, mis koosneb kollimaatorist *K*, pikksilmast *PS*, aluslauast, millel paikneb prisma *P* ja nooniusega varustatud skaalast pikksilma asendi määramiseks.

Prisma asetseb spetsiaalses hoidjas, hele kriips prisma hoidjal on risti prisma murdva servaga. Prisma asetatakse pöördlauale nii, et pöördlauale olevad juhtpuksid läheksid hoidjas olevatesse aukudesse. Prisma kallet saab muuta pöördlaua kolme reguleerimiskruvi abil.

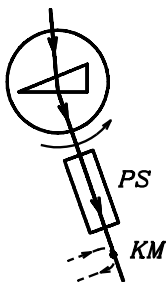
3.2.6. Murdumisnäitajate määramine

Tavalise ja ebatavalise kiire murdumisnäitaja määramise meetodika ei erine põhimõtteliselt sellest, mida kasutatakse isotroopsest aineist valmistatud prisma murdumisnäitaja määramiseks. See protseduur on detailselt kirjeldatud kogumikus VII (töö 6). Prisma kaldemiinimumi asendis avaldub murdumisnäitaja valemiga

$$n = \frac{\sin \frac{\varphi + \delta_m}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}, \quad (22)$$

kus δ_m kaldenurga δ (vt joonis 27) minimaalne väärtus. Kuna murdva nurga φ väärtus on ette antud, siis katses on vajalik määrata vaid δ_m väärtused *o*-kiire ja *e*-kiire jaoks¹⁵.

Eemaldame polaroidi ja prisma ning määrame algul pilu kujutise asukohale vastava goniomeetri skaala näidu (otsekiirele vastav goniomeetri näit). Seejärel asetame aluslauale prisma ja leiame prismast väljuva kahe kiirtekimbu kujutised.



Joonis 27. Kaldemiinimumi määramine: pidev nool näitab aluslaua liikumise suunda, kriipsjoonega nool pilu kujutise liikumist pikksilmas *PS*. Asend *KM* vastab kaldemiinimumile.

Minimaalse kõrvalekaldenurga δ_m leidmiseks pöörame aluslauda ümber vertikaaltelje nii paremale kui ka vasakule ja jälgime kujutise nihkumist. Otsime üles kujutise asendi, mille korral prisma pööramisel ühes suunas kujutise liikumine muudab oma suunda (joonis 27). See asend

¹⁵ Kaldemiinimumi asendis langemisnurk $\alpha \neq 0$ ja me saame n_e jaoks veidi suurendatud väärtuse. Minimaalse n_e saaksime, kui valgus langeks esitahule normaalselt.

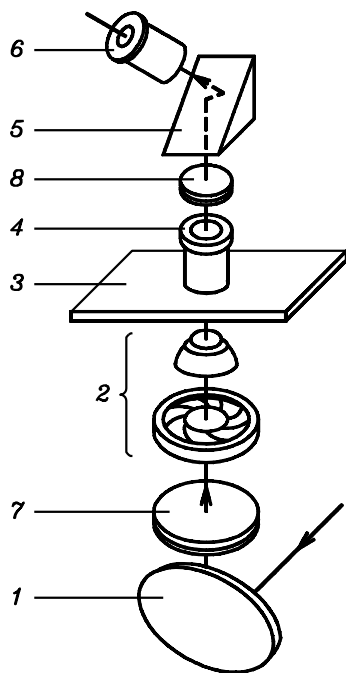
vastabki kaldemiinimumile. Minimaalse kaldenurga δ_m mõlema kiire jaoks saame, kui lahutame vastavatest goniomeetri näitudest otsekiirele vastava näidu. Kasutades valemit (22), arvutame n_o ja n_e .

Paneme kollimaatori väljundisse polaroidi ja teeme kindlaks, kas prisma optiline telg on peatasandis või sellega risti. Kuna islandi pagu on negatiivne kristall ($n_o > n_e$), siis o -kiir murdub tugevamini. Kui optiline telg on langeva valguse polarisatsioonitasandis, siis eksisteerib prisma ainult e -laine, kui optiline telg on risti langeva valguse polarisatsioonitasandiga, siis levib prisma vaid o -laine. Tulemuse kujutame prisma peatasandi joonisel.

Lõpuks keerake polaroid Pol asendisse, kus tavalise ja ebatavalise kiire heledused on võrdsed. Millise nurga moodustab nüüd polaroidi läbilaskesihht valguse langemistasandi suhtes?

3.2.7. Polarisatsioonimikroskoop

Töös kasutatav mikroskoop МПД-1 on ette nähtud kristallide uurimiseks välitingimustes. Põhimõtteliselt ei erine polarisatsioonimikroskoobi optiline skeem tavalise mikroskoobi omast. Joonisel 28 on selgitatud vaid neid mikroskoobi sõlmi, mis leiavad kasutamist antud töös.



Joonis 28. Polarisatsioonimikroskoop: 1 – peegel; 2 – kondensator; 3 – esemelaud; 4 – objektiiv; 5 – prisma optilise telje suuna muutmiseks; 6 – okulaar; 7 – polarisaator; 8 – analüsaator.

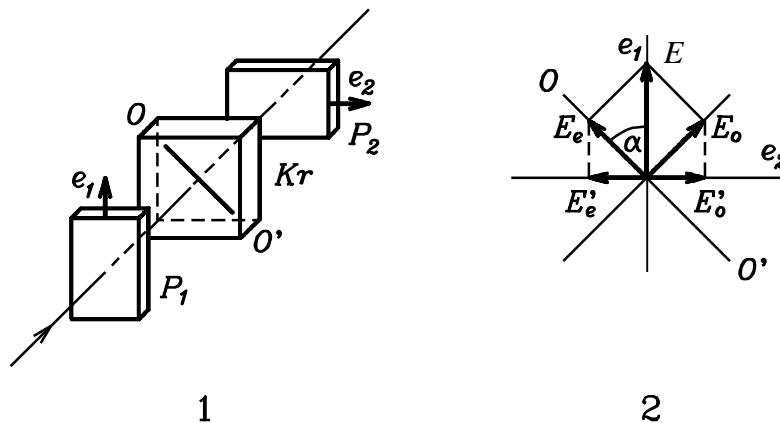
Valgusallikast lähtuv valgus peegeldub peeglit 1 ja langeb polarisaatorile 7. Polarisaatorit saab pöörata ümber optilise telje ja tema hoidjale on kantud jaotised 0, 30, 45, 90. Polarisaatori nullasend vastab olukorrale, kus polarisaator ja analüsaator on risti. Asendis 90 on polaroidide läbilaskesihid paralleelsed. Esemelauda 3 saab pöörata ümber telje ja tal on kraadimõõdus skaala. Esemelaual on lehtvedrud objekti kinnitamiseks. Analüsaatori 8 läbilaskesihht on fikseeritud, teda võib vaid valguse teele lükata. Okulaarina 6 kasutatakse okulaarkruvikut.

3.2.8. Polariseeritud valguse interferents

Kui mingis ruumiirakonnas kattuvad kaks lainet, mille elektrivälja tugevused on \vec{E}_1 ja \vec{E}_2 ning nende vektorite skalaarkorrutise ajaline keskvärtus erineb nullist

$$\overline{\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2} \neq 0, \quad (23)$$

siis võib jälgida interferentsi (vt “Optika praktikum VI”, osa 1.2). Tingimusest (23) järgneb, et interfereeruvad lained peavad olema koherentsed, s.t antud ruumpunktis peab faasivahe kahe võnkumise vahel olema konstantne. Kui kaksikmurdvale prismale langeb lineaarselt polariseeritud valgus nii, nagu on kujutatud joonisel 25, siis on prismast väljumisel antud ruumpunktis kahe laine vahel konstantne faasivahe, mis on määratud optilise käiguvahega. Sellele vaatamata interferentsi ei teki, kuna lainete polarisatsioonitasandid on risti ja seega $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = 0$. Interferentsi jälgimiseks peab kaksikmurdva kristalli taha paigutama polaroidi, s.t et üldjuhul peab kristall asetsema kahe polaroidi vahel – joonis 29.1.



Joonis 29. 1 – kaksikmurdev kristall kahe polaroidi P_1 ja P_2 vahel, e_1, e_2 – polaroidide läbilaskesihid, OO' – kristalli optiline telg; 2 – polaroidist P_2 väljuvate lainete amplituudide määramine juhul, kui polaroidid P_1 ja P_2 on risti.

Olgu polaroidid P_1 ja P_2 risti. Polaroidist P_1 väljub lineaarselt polariseeritud valgus amplituudiga E ja langeb kristallile, mille optilise telje OO' ja langeva valguse polarisatsioonitasandi vaheline nurk on α . Kristallis levivad o - ja e -laine, mille amplituudid on vastavalt joonisele 29.2 järgmised:

$$E_o = E \sin \alpha,$$

$$E_e = E \cos \alpha.$$

Polaroid P_2 laseb läbi vaid nende lainete läbilaskesihilised (e_2 -sihilised) komponendid:

$$E'_o = E \sin \alpha \cos \alpha,$$

$$E'_e = E \cos \alpha \sin \alpha.$$

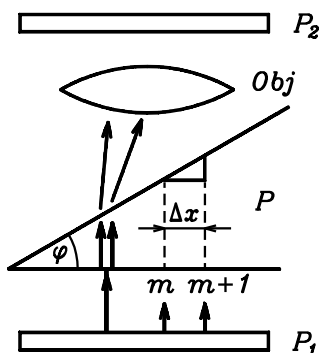
Amplituudid E'_o ja E'_e on võrdsed ning samasihilised ja kuna lained on koherentsed, siis võib jälgida interferentspilti. Interferentspildi kvaliteet on parim, kui $\alpha = 45^\circ$, sest siis korrutise $\sin \alpha \cos \alpha$ väärtus on maksimumis.

Faasivahe kahe interfereeruva laine vahel on

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_e - n_o) + \pi. \quad (24)$$

Täiendav faasinihe π on tingitud sellest, et vastavalt joonisele 29.2 on E'_o ja E'_e vastasuunalised, s. t lained on vastasfaasis. Faasivahe $\delta = 2m\pi$ korral on tegemist interferentsimaksimumiga, $\delta = (2m+1)\pi$ korral aga miinumiga. Siin $m = 0, 1, 2, \dots$

Kui polaroidid pöörata paralleelseks, siis interferentsimaksimumid ja –miinumid vahetavad koha (vt osa 3.2.10, küsimus 4).



Joonis 30. Katseskeem interferentsiribade vaatlemiseks: P_1 – polarisaator; P_2 – analüsaator; Obj – objektiiv; P – kaksikmurdev prisma.

Kui polaroidide vahel paikneb kaksikmurdev prisma, siis muutub prisma murdva servaga ristiolevas suunas kahe interfereeruva laine vaheline faasivahe pidevalt ja tekib interferentsiribade süsteem (joonis 30). Interferentsiriba laius on määratud prisma murdva nurga φ ja murdumisnäitajate n_o ning n_e vahega. Kui polaroidid on risti, siis kahele kõrvutiiolevale tumedale ribale järguga m ja $m+1$ vastavad optilised käiguvahed

$$d_m(n_o - n_e) + \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad \text{ja} \quad d_{m+1}(n_o - n_e) + \frac{\lambda}{2} = (m+1)\lambda.$$

Vastavalt joonisele 30:

$$d_{m+1} - d_m = \Delta x \tan \varphi.$$

Kombineerides avaldised, saame:

$$n_o - n_e = \frac{\lambda}{\Delta x \tan \varphi}. \quad (25)$$

Mõõtes katses interferentsiriba laiuse Δx , saame määrata murdumisnäitajate vahe $n_o - n_e$.

3.2.9. Polariseeritud valguse interferentspildi uurimine

Töö teostame polarisatsioonimikroskoobiga. Alguks olgu analüsaator 8 eemaldatud kiirte teelt. Suuname valguse lambist mikroskoobi peeglile ja muutes peegli kallet saavutame okulaari vaatevälja ühtlase ja maksimaalse valgustatuse. Lükame kiirte tee analüsaatori ja pöörame polarisaatori 7 asendisse, mille korral vaateväli on pime, s.t polaroidid on risti. Eemaldame kiirte teelt analüsaatori ja paigutame esemelauda prisma, lükates ta hoidja lehtvedrude alla.

Teravustame mikroskoobi prisma pinnale (teravustamise üle saame otsustada pinnal olevate defektide järgi) ja lükame uuesti analüsaatori kiirte tee. Pöörates esemelauda, leiame prisma asendi, mille korral interferentsiribad on kõige paremini nähtavad ja fikseerime laua selles

asendis. Nihutades kondensorit üles-alla ja järelteravustades mikroskoopi saavutame interferentsiribade maksimaalse kontrastsuse. Veendume, et interferentspilt on lokaliseeritud. Nüüd pöörame okulaarkruviku skaalajaotised paralleelseks interferentsiribadega, nii et niitrist liiguks risti üle ribade ja määrame riba laiuse Δx . Riba laiuse Δx saame määrata täpsemalt, kui leiame vähemalt paarikümnele ribale vastava okulaarkruviku näitude vahe. Kasutades valemit (25) leiame murdumisnäitajate vahe $n_o - n_e$. Võrdleme tulemust osas 3.2.6 saaduga. Lõpuks seame okulaarkruviku niitristi ühe tumeda riba peale ja pöörame polarisaatori läbilaskesihhi paralleelseks analüsaatori omaga. Kirjeldame interferentspildi muutusi.

3.2.10. Küsimused

1. Kas interferentspilt on jälgitav, kui prismale langeb loomulik valgus?
2. Miks on interferentspilt lokaliseeritud?
3. Prisma pööramisel interferentspildi kvaliteet muutub. Miks?
4. Tehke joonisega 29.2 analoogiline joonis juhu jaoks, kui polaroidid on paralleelsed. Tuletage E'_o ja E'_e ning faasivahe δ avaldised antud juhu jaoks.
5. Kuidas muutub laius Δx prisma murdva nurga φ ja murdumisnäitajate vahe $n_o - n_e$ muutumisel?

3.3. PRAKTIINE PÖÖ: Polariseeritud valguse saamine ja uurimine

3.3.1. Töö eesmärk

Lineaarselt, ring- ja elliptiliselt polariseeritud valguse saamine ja uurimine.

3.3.2. Töövahendid

Naatriumlamp ($\bar{\lambda} = 589.3 \text{ nm}$), vilgukivist $\lambda/4$ -plaat, 2 polaroidi, pöördemehhanismid analüsaatori ja $\lambda/4$ -plaadi pööramiseks.

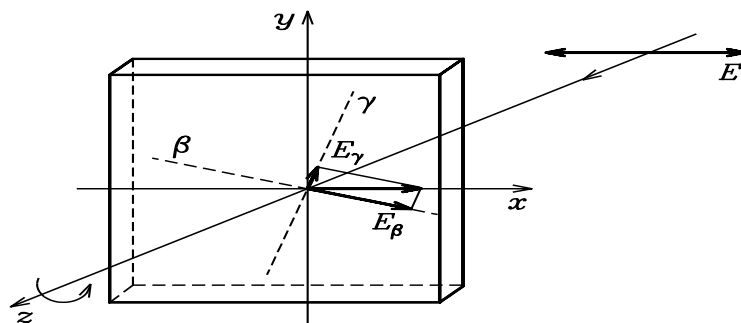
3.3.3. Vajalikud eelteadmised

Eelnevalt tuleb omandada osad 1 ja 3.1.

3.3.4. Katseseadme kirjeldus

Polarisaatori ja analüsaatorina kasutatakse antud töös polaroide. $\lambda/4$ -plaat on valmistatud vilgukivist. Vilgukivi on kaheteljeline kristall, s.t temas eksisteerib kaks optilist telge, mille sihis valgus levib nagu isotroopses keskkonnas. Kui valgus levib risti tasandiga, mis on määratud optiliste telgedega, siis levib kristallis samas suunas kaks ristasandites lineaarselt polariseeritud lainet. Sihte, mis on paralleelsed nende polarisatsioonitasanditega, nimetatakse β - ja γ -sihiks.

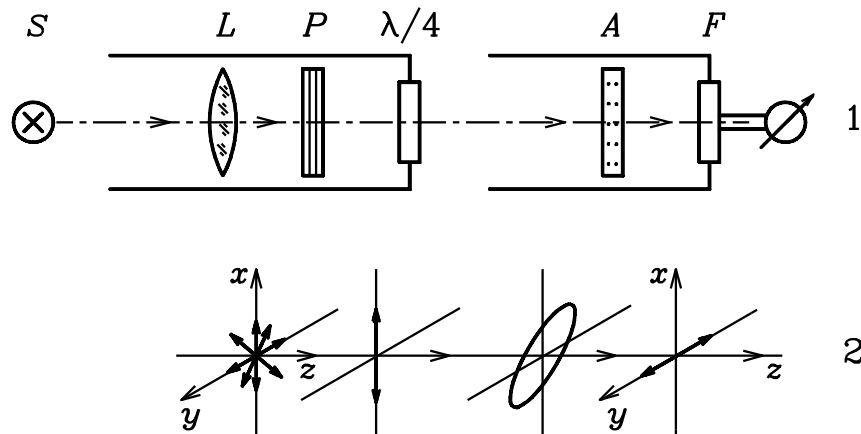
Vilgukivi on kerge lõhestada tasandis, mis on praktiliselt paralleelne optiliste telgede poolt määratud tasandiga.



Joonis 31. Valguse lahtumine kaheks komponendiks vilgukiviplaadis. Lineaarselt polariseeritud valguse langemisel plaadile on väljuv valgus üldjuhul polariseeritud elliptiliselt. Kui langeva valguse polarisatsioonitasand ühtib kas β - või γ -sihiga, siis plaadist väljuv valgus jääb lineaarselt polariseerituks.

Kui sellisele vilgukiviplaadile langeb risti lineaarselt polariseeritud valgus, siis üldjuhul lahutub ta kristallis kaheks lineaarselt polariseeritud laineaks – joonis 31. Üks neist on polariseeritud tasandis βz , teine – tasandis γz . Mõlemad on ebatavalised kiired, kuid levivad erinevate kiirustega. Kui pöörata $\lambda/4$ -plaati ümber z -telje asendisse, milles β - ja γ -sihi vaheline nurgapoolitaja on langeva valguse polarisatsioonitasandis, siis on $E_\beta = E_\gamma$ ja plaadist väljuv valgus on ringpolariseeritud. Kui aga kas β - või γ -siht on langeva valguse polarisatsioonitasandis, siis teine komponent puudub ja väljuv valgus on lineaarselt polariseeritud. Plaadi suvalise orientatsiooni korral on väljuv valgus elliptiliselt polariseeritud.

Katseseadme skeem on toodud joonisel 32. Valgusallikas on varustatud valgusfiltriga infrapunase spektriosa mahasurumiseks¹⁶. Selleks, et vältida kõrvalise valguse langemist fotoelemendile, on katseseade varustatud varjukitega. Analüsaatori A ja $\lambda/4$ -plaadi pöördemehhanismid võimaldavad nende asendit määrata $20'$ täpsusega. Põhiskaala jaotise hind on 4° , abiskaalal – $20'$. **NB! Pöördemehhanisme võib pöörata vaid näidu suurenemise suunas:** ühel juhul päripäeva, teisel juhul – vastupäeva. Naatriumlambi kiirgus stabiliseerub pärast lambi sisselülitamist alles vähemalt 5 min möödumisel.



Joonis 32. 1 – katseskeem: S – valgusallikas, L – lääts, P – polarisaator, $\lambda/4$ – veerandlaineplaat, A – analüsaator, F – fotodetektor millivoltmeetriga. $\lambda/4$ -plaati ja analüsaatorit A saab pöörata ümber optilise telje. 2 – valguse polarisatsiooniseisund erinevatest elementidest läbimineku järel nende fikseeritud asendites.

3.3.5. Lineaarselt polariseeritud valguse uurimine

Esmalt keerame välja oma pesast $\lambda/4$ -plaadi hoidja ja leiame millivoltmeetri sobiva mõõtepiirkonna. Selleks pöörame analüsaatorit nii, et tema läbilaskesihit oleks paralleelne polarisaatori läbilaskesihiga ja kontrollime, et detektori pinget ei ületaks mõõtepiirkonna maksimaalset näitu. Pöörates analüsaatorit registreerime voolu iga 10° järel¹⁷. Esitame valguse kiiritustiheduse sõltuvuse pöördenurgast graafikuna polaarkoordinaatides. Võrdluseks esitame samal joonisel Malusi seadusele vastava sõltuvuse (valem (4)) normeerituna eksperimendis registreeritud maksimaalse kiiritustiheduse järgi.

3.3.6. Ringpolariseeritud valguse saamine

- Kõigepealt määrame $\lambda/4$ -plaadi β - ja γ -sihid. Selleks seame analüsaatori läbilaskesihit võimalikult täpselt risti polarisaatoriga. Sellele olukorrale vastab mõõteriista minimaalne näit. Siis asetame oma kohale $\lambda/4$ -plaadi. Üldjuhul erinevad E_β ja E_γ projektsioonid analüsaatori läbilaskesihile (y-teljele joonisel 31) nullist ja analüsaatorit läbib valgus. Pöörates $\lambda/4$ -plaati ja fikseerides voolu sõltuvuse pöördenurgast, leiame neli asendit, mille korral vool on minimaalne.

¹⁶ Filter on vajalik kahel põhjusel: 1) teiste lainepikkuste jaoks $\lambda/4$ -plaat pole enam veerandlaineplaat; 2) infrapunakiirguse jaoks polaroidid pole enam ideaalsed (vt joonis 7).

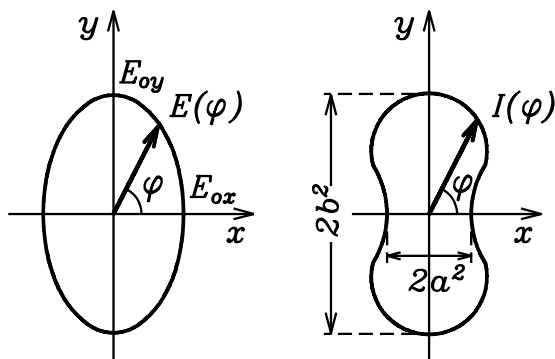
¹⁷ Detektori väljundpinge võib lugeda võrdeliseks registreeritava kiiritustihedusega.

Need nurgad vastavad plaadi asendile, mille korral kas β - või γ -siht ühtib langeva valguse polarisatsioonitasandiga (x -teljega joonisel 31). Joonistame koheselt polaarkoordinaadistikus sõltuvuse $I(\varphi)$ ja tõmbame kaks sirget, mis läbivad minimaalse intensiivsusega punkte, need sirged vastavadki β - ja γ -sihtidele. Määrame nende sihtide nurgapoolitajatele vastavad pöördemehhanismide näidud.

- Pöörame $\lambda/4$ -plaadi ühele β - ja γ -vahelisele nurgapoolitajale. Selles asendis $E_\beta = E_\gamma$ ja plaadist väljuv valgus on ringpolariseeritud. Selleks veendumiseks pöörame analüsaatorit A sammuga 20° , leiame sõltuvuse $I(\varphi)$ ja joonistame graafiku. Võrdluseks tõmbame ringjoone, mille raadius vastab kiiritustiheduse keskväärtusele.

3.3.7. Elliptiliselt polariseeritud valguse saamine ja uurimine

- Pöörame $\lambda/4$ -plaati kuni 20° võrra asendist, mis vastab ringpolariseeritud valgusele. Kuna nüüd $E_\beta \neq E_\gamma$, siis plaadist väljuv valgus peab olema elliptiliselt polariseeritud. Pöörates analüsaatorit 10° sammuga, võtame üles sõltuvuse $I(\varphi)$.
- Võrdleme registreeritud ellipsi pooltelgede suhet $\sqrt{I_{\max} / I_{\min}}$ teoreetilise suhtega E_β / E_γ ($\lambda/4$ -plaadi pöördenurk on teada).



Joonis 33. Elliptiline polarisatsioon: analüsaatorit läbinud valguse elektrivälja tugevuse amplituudi $E(\varphi)$ ja kiiritustiheduse $I(\varphi)$ sõltuvus analüsaatori pöördenurgast. Katses määratavad suurused on $I(\varphi)$, a ja b .

- Tulemuste järgneva töötamise hõlbustamiseks tuleks mõõdetud sõltuvus $I(\varphi)$ orienteerida nii, et I_{\max} ja I_{\min} ehk E_β ja E_γ ühtiksid koordinaattelgedega x ja y . Ellipsi sellise orientatsiooni korral on pooltelgede sihiliste komponentide vahel faasinihe $\delta = \pm\pi/2$ ja valemite (2) põhjal summaarse elektrivälja tugevuse sõltuvus polaarnurgast φ avaldub järgmiselt:

$$E(t, \varphi) = E_{0x} \sin \omega t \cos \varphi - E_{0y} \cos \omega t \sin \varphi.$$

Seega

$$I(\varphi) \sim \overline{E^2(\varphi)} = \frac{1}{2} E_{0x}^2 \cos^2 \varphi + \frac{1}{2} E_{0y}^2 \sin^2 \varphi.$$

Minnes üle mõõdetavatele suurustele $a \approx E_{0x}$ ja $b \approx E_{0y}$ ning arvestades ellipsi parameetrilist esitust

$$\left. \begin{aligned} x &= a \cos \varphi \\ y &= b \sin \varphi \end{aligned} \right\}$$

saame kiiritustiheduse avaldiseks

$$I(\varphi) = a^2 \cos^2 \varphi + b^2 \sin^2 \varphi = x^2 + y^2.$$

Valemities esinevate suuruste seos katsest mõõdetud suurustega selgub jooniselt 33.

- Kõigepealt joonistame katsest leitud pooltelgede suhte a/b alusel teoreetiliselt arvatud ellipsi ja seejärel samale joonisele ellipsi mõõdetud $I(\varphi)$ põhjal. Selleks leiame etteantud $x = a \cos \varphi$ väärtustele vastavad $y = b \sin \varphi$ väärtused valemist $y = \sqrt{I(\varphi) - x^2}$, kus $I(\varphi)$ on mõõdetud kiiritustihedus

3.3.8. Küsimused

1. Kasutades osas 1.2 toodud tabelit joonista \vec{E} trajektooriid juhtude $\delta = \pi/3$ and $\delta = -\pi/6$ jaoks.
2. Milline on $\lambda/4$ -plaadi minimaalne paksus, kui murdumisnäitajate vahe on 0,0042? See plaat on ilmselt väga õhuke. Kui paks peaks tegelikult olema $\lambda/4$ -plaat, et tema paksus oleks võimalikult lähedane 0,2 millimeetrile?
3. Kuidas on valgus polariseeritud pärast $\lambda/2$ -plaadi läbimist, kui langev valgus on lineaarselt polariseeritud ja $E_\beta = E_\gamma$?
4. Kuidas näeb välja vektori \vec{E} konstantse faasi projektsioon tasandile $z = \text{const}$, kui valgus on ringpolariseeritud, keskkond aga neelab valgust, s.t et $z_2 > z_1$ korral $E_0(z_2) < E_0(z_1)$?
5. Millised tingimused peavad olema täidetud ringpolariseeritud valguse saamiseks?
6. Milline valgus väljub $\lambda/4$ -plaadist, langev valgus on ringpolariseeritud?
7. Kuidas on polariseeritud $\lambda/4$ -plaadist väljuv valgus, kui talle langeb loomulik valgus?
8. Millise täpsusega võib lugeda kasutatavaid polaroide ideaalseteks? Kas peab kõrvalekaldumist ideaalsetest polaroididest arvestama lineaarselt polariseeritud, ringpolariseeritud, elliptiliselt polariseeritud valguse korral?